PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. 1. April 1904. 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 8 am 6. April 1904.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

Seite

Abraham, M., Zur drahtlosen Telegraphie 174
Astronomie: Poincarés Preisarbeit von 1889/90 und Gyldéns Forschung über das Problem der drei Körper in ihren Ergebnissen für die —, v. H. Buchholz . 180
Buchholz, H., Poincarés Preisarbeit von 1889/90 und Gyldéns Forschung über das Problem der drei Körper in ihren Ergebnissen für die Astronomie . 180
Dielektrikum: Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes — in einem elektromagnetischen Felde unterworfen ist (Nachtrag), v. R. Gans . . 192
Drahtlose Telegraphie: Zur —, v. M. Abraham . . 174
Elektrische Leitfähigkeit: Über die wichtige Rolle der — auf dem Gebiete der Elektrostatik, v. W. v. Nicolajew 169
Elektrodenloser Ringstrom: Über den —, v. E. Lecher 179
Elektromagnetisches Feld: Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem — unterworfen ist (Nachtrag), v. R. Gans . 192
Elektrostatik: Über die wichtige Rolle der elektrischen Leitfähigkeit auf dem Gebiete der —, v. W. v. Nicolajew 169
Gans, R., Nachtrag zu meiner Arbeit: Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem elektromagnetischen Felde unterworfen ist 192
Gyldéns Forschung: Poincarés Preisarbeit von 1889/90 und — über das Problem der drei Körper in ihren Ergebnissen für die Astronomie, v. H. Buchholz . . 180
Haupt, E., W. Stark u. F. Heusler, Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle. (R.) 190
Heusler, F., W. Stark u. E. Haupt, Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle. (R.) 190
Klein, F., Über die Aufgaben und die Zukunft der philosophischen Fakultät 186
Kossonogoff, J., Antwort auf eine Berichtigung des Herrn N. J. Kusnezow zu dem Artikel: Optische Resonanz (Briefk.) 192
Kusnezow, N. J., Antwort auf seine Berichtigung zu dem Artikel: Optische Resonanz, v. J. Kossonogoff (Briefk.) 192
Lecher, E., Über den elektrodenlosen Ringstrom . . 179
Legierungen: Über die ferromagnetischen Eigenschaften von — unmagnetischer Metalle, v. F. Heusler, W. Stark u. E. Haupt. (R.) 190
Lichtwellen und ihre Anwendungen, v. A. A. Michelson. (B.) 191
Magnetisch: Über die ferro — Eigenschaften von Legierungen un — Metalle, v. F. Heusler, W. Stark u. E. Haupt. (R.) 190
Michelson, A. A., Lichtwellen und ihre Anwendungen. (B.) 191
Nicolajew, W. v., Über die wichtige Rolle der elektrischen Leitfähigkeit auf dem Gebiete der Elektrostatik 169
Optische Resonanz: Antwort auf eine Berichtigung des Herrn N. J. Kusnezow zu dem Artikel —, v. J. Kossonogoff (Briefk.) 192
Personalien 192
Philosophische Fakultät: Über die Aufgaben und die Zukunft der —, v. F. Klein 186
Poincarés Preisarbeit von 1889/90 und Gyldéns Forschung über das Problem der drei Körper in ihren Ergebnissen für die Astronomie, v. H. Buchholz 180
Ponderomotorische Kräfte: Die —, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem elektromagnetischen Felde unterworfen ist (Nachtrag), v. R. Gans . . 192
Resonanz: Antwort auf eine Berichtigung zu dem Artikel: Optische — v. N. J. Kusnezow, v. J. Kossonogoff (Briefk.) 192
Ringstrom: Über den elektrodenlosen —, v. E. Lecher 179
Stark, W., F. Heusler u. E. Haupt, Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle. (R.) 190
Telegraphie: Zur drahtlosen —, v. M. Abraham . . 174

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die wichtige Rolle der elektrischen Leitfähigkeit auf dem Gebiete der Elektrostatik.

Von Wladimir v. Nicolajew.

Nach Faraday, welcher die wichtige Rolle des umgebenden Mediums bei elektrostatischen Erscheinungen dargethan hat, kann man sagen, dass die Elektrostatik in ihrem lehrreichsten Teile sich mit der Untersuchung des dielektrischen Feldes befasst und dass die elektrische Permeabilität die einzige Charakteristik ist, welche sich in allen Formeln vorfindet. Absolute Nichtleiter giebt es nicht; d. h. wenn man annimmt, dass der Raum zwischen zwei Platten eines kugelförmigen Kondensators von dem besten Isoliermaterial erfüllt ist, so beobachtet man, dass die Spannungen und Drucke der Faradayschen Röhren, die durch ihn hindurchgehen, mit der Zeit schwächer werden; als Mass dieser Abschwächung oder, wie man sich ausdrückt, Relaxation, dient der Zeitraum, der bis zur Abschwächung auf den $1/e$ ten Teil des Anfangswertes der Längsspannungen oder Seitendrucke verstreicht; je grösser dieses Zeitintervall T_0 ist, welches man mit Relaxationszeit bezeichnet, um so grösser ist die Isolationsfähigkeit der Substanz; bei Metallen ist es ausserordentlich klein.

Die im weiteren beschriebenen Versuche zeigen, dass man, so klein auch die Leitfähigkeit der besten Isolatoren sein mag, dieselbe doch in der Elektrostatik in Rechnung ziehen muss; wie man sich überzeugen wird, stellt sie einen wirksameren Faktor dar, als die Permeabilität und spielt wohl bei allen in der Elektrostatik beobachteten Reaktionen eine Rolle.

Bekannte Elementarthatsachen: Ein beweglicher dielektrischer Körper A (Fig. 1), der

sich in der Luft neben einem elektrischen Pole befindet, wird von demselben angezogen. Diese Anziehung lässt sich folgendermassen erklären:

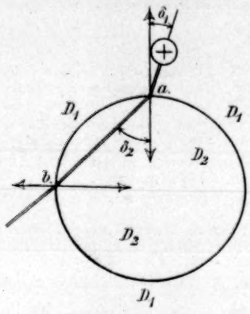


Fig. 1.

es sei D_1 die Permeabilität des umgebenden Mittels, in dem sich der elektrische Pol befindet, und D_2 die Permeabilität des daneben liegenden Körpers A; es sei ferner ab eine Faradaysche Röhre, welche durch das Dielektrikum D_2 hindurchgeht und im Punkte a ein- und in b austritt; die senkrechten Komponenten der elektrischen Kräfte F_1 und F_2 auf den beiden Seiten des Elementes (a) sind ($F_1 \cos \delta_1$) und ($F_2 \cos \delta_2$); die Normalspannungen der Röhren $T_{1(N)}$ und $T_{2(N)}$ sind

$$D_1 (F_1 \cos \delta_1) \frac{2}{8} \pi \text{ und } D_2 (F_2 \cos \delta_2) \frac{2}{8} \pi.$$

Nun ist aber

$$(F_2 \cos \delta_2)^2 = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 (F_1 \cos \delta_1)^2,$$

so dass

$$T_{1(N)} = D_1 [F_1 \cos \delta_1]^2 \cdot \frac{1}{8} \pi,$$

$$T_{2(N)} = D_1 \left(\frac{D_1}{D_2}\right) [F_1 \cos \delta]^2 \frac{1}{8} \pi,$$

$$T_{1(N)} - T_{2(N)} = \left[1 - \frac{D_1}{D_2}\right] (F_1 \cos \delta_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi$$

$$= \left[\frac{D_2 - D_1}{D_2}\right] D_1 (F_1 \cos \delta_1)^2 \frac{1}{8} \pi.$$

Wie man sieht, ist, wenn $D_2 > D_1$, die Normalspannung im umgebenden Mittel grösser als die im Körper A; der Spannungsüberschuss ($T_{1(N)} - T_{2(N)}$) ds wirkt auf das Körperelement A und zieht dasselbe nach aussen. Ausser den angegebenen ponderomotorischen Kräften kommen noch Kräfte von den Tangentialkomponenten $F_{1(T)}$ und $F_{2(T)}$ hinzu, welche die Querdrucke $P_{1(N)}$ und $P_{2(N)}$ erzeugen; da $F_{1(T)}$ und $F_{2(T)}$ auf beiden Seiten des Elementes ds gleich sind, so erhalten wir

$$P_{1(N)} = D_1 (F_1 \sin S_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi;$$

$$P_{2(N)} = D_2 (F_1 \sin \delta_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi;$$

wenn $D_2 > D_1$, so ist der Druck $P_{2(T)}$ grösser; der Überschuss drückt auf das Medium und verringert die Druckwirkung desselben auf das Körperelement A. Diese Verringerung des von dem Medium auf den Körper A ausgeübten Druckes ist gleich einer Kraft ($P_{2(T)} - P_{1(T)}$) ds, welche auf das Körperelement ds in der Richtung der äusseren Normale einwirkt; da diese Kraft mit der Kraft ($T_{1(N)} - T_{2(N)}$) zusammen wirkt, so ist die Resultante (R) nach aussen gerichtet und ihrer Summe gleich; sie wird durch die Formel

$$\left[\frac{D_2 - D_1}{D_2}\right] D_1 (F_1 \cdot \cos \delta_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi$$

$$+ [D_2 - D_1] (F_2 \cdot \sin \delta_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi$$

ausgedrückt; diese Formel, die auf elementarem Wege abgeleitet ist, ist dieselbe wie die in der Theorie der Elektrostriktion gegebene.[1])

Der Überschuss f_2 der Normalspannungen im Element b zieht dasselbe gleichfalls nach aussen; die auf die entsprechenden Elemente a einwirkenden Kräfte streben danach, den Körper dem Pole zu nähern, während die in den Punkten b wirkenden Kräfte bestrebt sind, ihn vom Pol zu entfernen. Da aber die erstgenannten Kräfte weniger divergent sind als die zweiten, so gewinnt ihre Resultante das Übergewicht und wird der Körper angezogen. Im anderen Falle, wenn $D_1 > D_2$, haben die Normalspannungen der inneren Röhren das Übergewicht; der Überschuss ($T_{2(N)} - T_{1(N)}$) wirkt auf die anstossenden Elemente des umgebenden Mittels, und der Körper A erfährt Auftriebkräfte nach dem umgebenden Medium. Ebenso ist der Querdruck, der durch die Tangentialkomponente ($F_1 \sin \delta_1$) erzeugt wird, grösser und es entsteht als Resultante ein auf ds wirkender Trieb von aussen nach innen; die Resultante der Triebkräfte, die auf die ganze Oberfläche einwirken, strebt danach, den Körper vom Pole zu entfernen.

Wenn der Pol beweglich ist, so wird er im ersten Falle, d. h. wenn $D_1 < D_2$, nach dem Körper A hin angezogen; die von dem Pole ausgehenden Röhren konvergieren nämlich nach dem Körper A hin und die Resultante der Spannungen ist nach diesem hingerichtet; im anderen Falle divergieren die Röhren nach A mehr als in den anderen Richtungen und entfernt sich der Körper.

Ausser diesen beiden Thatsachen darf man

1) Emil Cohn, Das elektromagnetische Feld. Leipzig, S. Hirzel. 1900, S. 93, Gl. 59.

nicht ausser acht lassen, dass elektrische Kräfte keine kontinuierlichen Rotationsbewegungen erzeugen können.

Mechanische Kräfte, die durch die elektrische Leitfähigkeit der Isolatoren hervorgerufen werden. Wir wollen uns denken, dass das umgebende Mittel eine spezifische Leitfähigkeit λ_1 besitzt und dass ebenso die Leitfähigkeit des Isolators A gleich λ_2 ist; die Linie ab (Fig. 1) stellt die Stromröhre (Faradaysche Röhre) dar, welche bei dem Element a eintritt und bei b heraustritt. Wenn man im folgenden annimmt, dass der Strom stationär ist und dass sich auf die Isolatoren die Kontinuitätsgleichung $\lambda_1 F_{1(N)} = \lambda_2 F_{2(N)}$ anwenden lässt, so sehen wir, dass die Differenz der Normalspannungen $T_{1(N)}$, $T_{2(N)}$, welche in den Röhren auf beiden Seiten des Elementes a herrschen, gleich

$$T_{1(N)} - T_{2(N)} = \left[\frac{D_1}{\lambda^2_1} - \frac{D_2}{\lambda^2_2}\right] (\varrho_1 \cdot cos_1)^2 \cdot \frac{1}{8}\pi;\ ^{1)}$$

wenn $\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right) < \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}$ ist; dann ist $T_{2(N)} > T_{1(N)}$ und der Isolator A strebt danach, sich vom Pole zu entfernen; im anderen Falle besteht ein Bestreben nach Anziehung. Ausser der Reaktion $(T_{1(N)} - T_{2(N)})$, die von der Normalkomponente des Stromes abhängt, muss man die Reaktion in Rechnung ziehen, die von der Tangentialkomponente herrührt; die Tangentialkomponenten der elektrischen Kräfte $F_{1(T)}$ und $F_{2(T)}$ sind gleich und die Tangentialströme sind

$$\lambda_1 F_{1(T)} \text{ und } \lambda_2 F_{2(T)}.$$

Die Transversalspannungen betragen:

$$T_{1(T)} = D_1 (F_{1(T)})^2 \cdot \frac{1}{8}\pi$$

und

$$T_{2(T)} = D_2 (F_{2(T)})^2 \cdot \frac{1}{8}\pi.$$

Ihre Differenz

$$(T_{1(T)} - T_{2(T)}) = (D_1 - D_2)(F_{1(T)})^2 \frac{1}{8}\pi$$

hängt nicht von den Leitfähigkeiten ab und kann bald zur Wirkung der Leitfähigkeiten mit beitragen, bald auch sich dieser widersetzen; wenn $D_2 > D_1$, so ist $T_{2(T)} > T_{1(T)}$; der Überschuss drückt auf das Mittel D_1, vermindert den Druck desselben, auf dem Körper A und hat das Bestreben einer Annäherung an den Pol zur Folge.

Der interessanteste Fall ist der, wenn $D_1 > D_2$ und wenn der Körper infolge der rein elektrostatischen Wirkung von dem Pole angezogen werden müsste, während er in Wirklichkeit unter der Einwirkung der verschiedenen Leitfähigkeiten des Körpers und des Mediums abgestossen wird. Die Bedingungen für die Abstossung sind erstens

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} < \sqrt{\frac{D_2}{D_2}}$$

und ferner, dass die Wirkung der Normalkomponenten diejenige der Tangentialkomponenten übertrifft; die geometrische Form des Körpers und die relative Lage des Körpers A und des Poles haben auf die Verwirklichung letzterer Bedingung Einfluss.

Die erstgenannte Bedingung verlangt, dass die Leitfähigkeit λ_1 des umgebenden Mittels mehr als $\sqrt{\frac{D_1}{D_2}}$ mal grösser als die der Substanz ist; wenn es sich z. B. um Paraffin in Luft handelt, so sehen wir, wenn wir $D_1 = 1$, $D_2 = 2$ setzen, dass die Leitfähigkeit der Luft der Bedingung unterliegt $\lambda > 0{,}714\ \lambda_2$; damit das Paraffin vom Pole abgestossen wird, muss man noch die Wirkung der Tangentialkomponenten der Ströme bekämpfen, so dass die Leitfähigkeit der Luft bedeutend grösser als die des Paraffins sein muss.

Der zweite interessante Fall ist der Fall zweier Isolatoren, deren Permeabilitäten einander sehr nahe kommen, z. B. Paraffin in Naphta oder in Vaselinöl; dann ist der rein elektrostatische Effekt fast gleich Null, so dass nur noch die Leitfähigkeiten von Naphta und Vaselinöl grösser als die des Paraffins sein müssen, wenn eine Abstossung vom Pole aus stattfinden soll.

Die auf den Pol einwirkenden Kräfte. Wenn das den Pol umgebende Mittel besser leitend ist als der entgegen gehaltene Körper A, so divergieren die Stromlinien in dem Mittel mehr nach dem Körper hin und entfernt sich der Pol.

Paraffin und Stearin in Naphta und Vaselinöl. Die Naphta war nicht gereinigt; ich habe kaukasisches Beleuchtungskerosinöl angewandt, in dem sich Kolophoniumstücke befanden; dann wurde seine Leitfähigkeit grösser als die der Gefässwände, des Paraffins und des Stearins. Wenn Vaselinöl frisch ist, so ist es ein ausgezeichneter Isolator; solches war daher für meine Versuche nicht geeignet und das von mir benutzte Öl hatte zwei Jahre lang offen dagestanden und war ziemlich gut leitend geworden, so dass die Versuche damit gelangen.

Erster Versuch. Der cylindrische Paraffinblock P (Fig. 2) hängt an einem Faden C und taucht in Kerosin; neben der Wand KL

1) Diese Zeitschr. **4**, 711, 1903.

und neben dem Block *C* befindet sich der Pol, welcher durch eine elektrische Maschine *s* geladen wird; um den Draht vor der Influenzwirkung des Poles zu schützen, ist er von einem

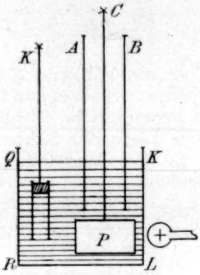


Fig. 2.

mit der Erde in Verbindung stehenden Metallcylinder *AB* umgeben. Wenn der Pol geladen wird, so entfernt sich der Block vom Pole mehr und mehr, wird bis auf 3—4 cm abgestossen und gerät in Rotation, wie dies bei den Prof. Quinckeschen Versuchen der Fall war, bei denen der Rotationskörper zwischen die Platten eines Kondensators, d. h. in ein gleichförmiges Feld, gebracht wurde.

Derselbe Versuch glückt sehr gut mit einer Stearinkerze; dieselbe ist am besten 15—20 cm lang und wird vermittels eines Korkens in das Kerosin getaucht; während des Ladens bewegt sie sich vom Pole fort.

Zweiter Versuch. Eine Metallröhre *M* (Fig. 2), welche oben zugekorkt ist, um ein geringeres Gewicht zu haben, taucht an einem feinen Metalldraht in das Kerosin; durch den Metalldraht und vermittels einer Elektrisiermaschine lässt er sich laden; man hängt die Röhre neben der Wand oder neben einem Paraffinblock auf, welcher in das Kerosin taucht; in beiden Fällen entfernt er sich von den Wänden resp. von dem Blocke und wird nach der freien Flüssigkeitsmasse hingetrieben. Wenn man an Stelle des Cylinders *M* zwei elektroskopische Blätter *A* und *B* (Fig. 3) neben der Wand *QR* aufhängt, so nehmen diese die in der Figur dargestellten unsymmetrischen Stellungen ein; Blatt *A* wird von der Wand abgestossen und stösst seinerseits Blatt *B* ab, so dass die angegebenen Lagen erzwungen werden. Bei diesen Versuchen ist die Permeabilität der Wände 2—3 mal grösser als die der Flüssigkeit, so dass die beobachteten Erscheinungen sich entgegengesetzt verhalten, wie diejenigen, die man in einem elektrostatischen Felde erhalten würde; sie lassen sich nur aus dem Vorhandensein des vorherrschenden Feldes des elektrischen Stromes erklären; die Elementarthatsache der Divergenz der Blätter eines Elektroskopes muss nun durch die Reaktionen der Stromlinien erklärt werden; ich habe dieselbe

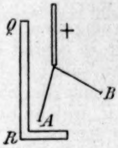


Fig. 3.

Divergenz in einem elektrolytischen Felde hervorgerufen (diese Zeitschr. **4**, 546, 1903).

Dritter Versuch. Die kontinuierliche Translation und Rotation geladener Körper in einem Dielektrikum. Ein Stück der Stearinkerze oder ein Pariffincylinder *AB* (Fig. 4) war mit den Stopfen *A* versehen und schwamm im Dielektrikum. Längs der Cylinder sind die Stanniolblätter *AB* aufgeklebt, welche vermittels der feinen Drähte *K* mit den Leydener Flaschen in Verbindung stehen; wenn man letztere lädt, so sieht man, dass die Cylinder in Translation geraten und dabei die Blätter nach vorn gerichtet sind. Da Stearin und Paraffin weniger leitfähig sind als die Flüssigkeit, so divergieren

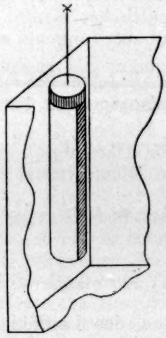


Fig. 4.

die Stromlinien nach den Cylindern hin und ergeben nach den Banden *AB* hin eine Resultante.

Vierter Versuch. Zwei Paraffin- oder Stearincylinder (Fig. 5) schwimmen senkrecht im Dielektrikum; sie tragen an ihrer Oberfläche Metallstreifen *AB* und *CD*, deren Ebenen zur Ebene ihrer Achsen parallel liegen; die Banden stehen mit einer Leydener Flasche durch den Querstab *AC* und den Draht *K* in Verbindung; wenn man die Flasche lädt, so fängt das

Cylindersystem um den Draht K herum zu rotieren an; die Winkelgeschwindigkeit nimmt mit dem Potential zu. Die Translations- und Rotationsbewegungen erfolgen auf Kosten der

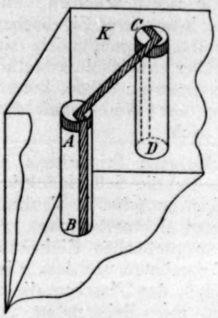


Fig. 5.

Stromenergie; man sieht aber den Mechanismus der Umwandlungen der Stromenergie in mechanische Arbeit nicht recht ein.

Fünfter Versuch. Stücke von Kolophonium, Glas, Hartgummi oder Paraffin (Fig. 2) hängen an einem Faden und tauchen einem geladenen Leiter gegenüber in Vaselinöl; wenn die Leitfähigkeit des Vaselins kleiner ist als diejenige der eingetauchten Körper, so werden alle an den Pol angezogen; wenn auch die Permeabilität des Paraffins sich sehr wenig von der des Vaselins unterscheidet, so ist doch die Anziehung energisch und erklärt sich aus der Differenz der Leitfähigkeiten.

Paraffin, Stearin und geladene Leiter in durch Radium ionisierter Luft. Gewöhnlich werden die elektrostatischen Reaktionen in Luft beobachtet, d. h. in einem Medium, welches gleichzeitig zwei hervorragende Eigenschaften besitzt, welche es von allen anderen gebräuchlichen Körpern unterscheiden; es besitzt nämlich die geringste Leitfähigkeit und die geringste elektrische Permeabilität. Diese Eigenschaften mussten auf die theoretischen Anschauungen ihren Einfluss ausüben und hierin liegt wohl der Grund dafür, dass man in der Elektrostatik nur die Permeabilitäten in Rechnung zieht, und die Leitfähigkeiten beiseite lässt. Nach den Prof. Quinckeschen Versuchen haben Egon Schweidler, Heydweiller und Graetz auf Grund einer Hertzschen Arbeit die beobachteten Rotationen mit der Differenz der Leitfähigkeiten der aneinander stossenden Körper erklärt und die Leitfähigkeit zum ersten Male in Rechnung gezogen.

Sechster Versuch. Stearin- oder Paraffincylinder P (Fig. 6) hingen an einem geladenen Pole und wurden von dem Pole abgestossen, wenn der dazwischen liegende Raum durch Radiumstrahlen ionisiert war; zu gleicher Zeit drehen sich die Cylinder um den Draht, wie bei den Prof. Graetzschen Versuchen, bei denen dadurch, dass das Dielektrikum zwischen die Kondensatorplatten gebracht und die Luft da-

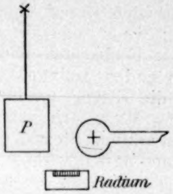


Fig. 6.

zwischen mit Röntgenstrahlen beleuchtet wurde, eine Rotation zustande kam.

Siebenter Versuch. Eine leichte Messingkugel A (Fig. 7) hing an einem Metalldraht und stand mit einer Leydener Flasche neben dem Paraffinblock P in Verbindung. Während der Ladung entfernt sich die Kugel mehr und mehr (bis auf 3—4 cm) vom Blocke und gerät zugleich, was zum ersten Male beobachtet wird, in Rotation. Heinrich Hertz hat die verlangsamende Wirkung beobachtet, die eine Glasplatte auf eine oszillierende Metallplatte ausübt, während wir hier eine beschleunigende Wirkung und daher eine Triebkraft haben. Der Versuch ist auch mit einem Stanniolblatt geglückt.

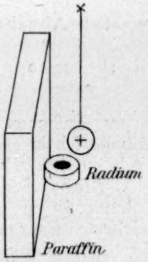


Fig. 7.

Die Glasplatte wirkte ganz anders; sie zog die Kugel so an, dass die ionisierte Luft eine kleinere Leitfähigkeit als das Glas und eine grössere Leitfähigkeit als Paraffin besass.

Zusammenfassung. Es scheint, dass die Elektrostatik als solche eine Fiktion ist; sie muss umgearbeitet werden, und um sich den

beschriebenen Erscheinungen anzupassen, muss sie in ihre Formeln ausser den Permeabilitäten auch noch die Leitfähigkeiten aufnehmen; die Formeln der Elektrostriktion, nach denen die auf ein isotropes Dielektrikum einwirkenden Kräfte berechnet werden, versagen, wenn man sie für unsere Versuche benutzen will.

Anmerkung 1. Um den Versuch 6 instruktiver zu gestalten, benutzt man als geladenen Leiter den Knopf einer kleinen Leydener Flasche; wenn man sie an das Radium heranbringt, so beobachtet man eine Abstossung des hängenden Isolators. Bei der Annäherung an die entgegengesetzte Seite findet eine Anziehung statt. Ich habe als Isolatoren Cylinder aus Paraffin, Stearin und Hartgummi angewandt; am besten verhielt sich letzterer, der am stärksten abgestossen wurde.

Anmerkung 2. Ich habe mit zwei Radiumstücken experimentiert, von denen das erste 25 mg und das andere 75 mg wog; nun hat gerade ersteres die Luft besser ionisiert und positivere Resultate ergeben, während das andere nur eine für den Versuch ungenügende Aktivität zeigte; vielleicht war der das Salz bedeckende Glimmer zu dick.

Physikal. Lab. d. Akademie d. Wissenschaften zu St. Petersburg.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 8. Januar 1904.)

Zur drahtlosen Telegraphie.

Von Max Abraham.

§ 1. Das direkt gekoppelte Gebersystem.

Die Theorie des einfachen Marconischen Sendedrahtes habe ich in einer früheren Mitteilung[1]) entwickelt. Seitdem haben die Herren F. Braun und A. Slaby Senderanordnungen angegeben, bei denen die in einem Flaschenkreise aufgespeicherte Energie einem abgestimmten, direkt oder induktiv gekoppelten Sendedraht zugeführt wird. Über die in einem derartigen gekoppelten Gebersystem stattfindenden Schwingungsvorgänge hat, soweit mir bekannt ist, zuerst Herr M. Wien klare Vorstellungen entwickelt.[2]) Er behandelt dabei den primären Flaschenkreis, sowie die Antenne als Systeme von je einem Freiheitsgrade, und legt speziell den Fall der induktiven Koppelung der Diskussion zu Grunde. Im folgenden soll die Theorie des direkt an einen Flaschenkreis angeschlossenen Sendedrahts entwickelt werden, unter Berücksichtigung der besonderen Eigenschaften, welche den Sendedrähten eigentümlich sind. Indem ich meine früher entwickelten Methoden auf gekoppelte Antennen ausdehne, komme ich einer Aufforderung der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie nach.

Der geschlossene Primärkreis enthalte die Kapazität C_0 und die Selbstinduktion L_0; beide Grössen mögen zunächst in Centimetern, d. h. C_0 in absoluten elektrostatischen, L_0 in absoluten elektromagnetischen Einheiten gemessen werden. Wir nehmen an, dass die Kapazität ausschliesslich in den Flaschen, die Selbstinduktion in dem ihre Belegungen verbindenden Drahte ihren Sitz hat, so dass man den Primärkreis nach den Gesetzen der quasistationären Strömung behandeln kann. Die eine Flaschenbelegung sei geerdet, an die andere sei direkt der geradlinige, vertikale Sendedraht angeschlossen. Derselbe sei auf den Primärkreis abgestimmt, d. h. seine Länge l sei gleich einem Viertel der Wellenlänge des ungekoppelten Primärkreises:

$$4\,l = \lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_0 L_0}. \qquad (1$$

§ 2. Der Schwingungsvorgang bei Vernachlässigung der Dämpfung.

Wenn in einem schwingenden Systeme die Dämpfung nicht so stark ist, dass sie merklich die Frequenzen der Eigenschwingungen beeinflusst, so ist es erlaubt, in erster Annäherung die Dämpfung bei der Ermittelung der Eigenschwingungen zu vernachlässigen. Das soll hier geschehen. Wir ermitteln zunächst die Schwingungszahlen der Eigenschwingungen, und die zugehörige Verteilung von Strom und Spannung längs der Antenne, ohne auf die Energieverluste Rücksicht zu nehmen. Erst nachträglich wird deren Einfluss auf den Schwingungsvorgang in Rechnung gestellt werden.

Die Spannung der mit dem Sendedrahte verbundenen Flaschenbelegung schwinge gemäss der Gleichung

$$V_0 = b_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right), \qquad (2$$

wo τ die zu ermittelnde Schwingungsdauer des gekoppelten Senders vorstellt. Die andere Flaschenbelegung ist geerdet. Wird V_0 elektrostatisch, $\mathfrak{J}_0$, der Strom im Primärkreis, elektromagnetisch gemessen, so hat man

1) M. Abraham, diese Zeitschrift **2**, 329, 1901.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. (4) **8**, 686, 1902.

$$V_0 - \frac{L_0}{c} \cdot \frac{d\mathfrak{J}_0}{dt} = 0. \tag{3}$$

(c = Lichtgeschwindigkeit im Äther.)

Hieraus folgt der primäre Wechselstrom

$$\mathfrak{J}_0 = b_0 \cdot \frac{\lambda}{2\pi L_0} \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right). \tag{4}$$

($\lambda = c\tau$ gesuchte Wellenlänge).

Aus der wechselnden Ladung der Flaschen entspringt der Strom (elektromagnetisch gemessen)

$$-\frac{1}{c} C_0 \frac{dV_0}{dt} = b_0 \cdot \frac{2\pi C_0}{\lambda} \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right).$$

Dieser Strom fliesst zum einen Teil im primären Kreise, zum anderen Teile strömt er in den Sendedraht.

Der erste Teil wird durch (4), der zweite mithin durch

$$b_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right)\left(\frac{2\pi C_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi L_0}\right) \tag{5}$$

gegeben.

Die Verteilung von Strom ($\mathfrak{J}$) und Spannung (V) längs der Antenne stellen wir auf Grund früherer Untersuchungen durch die Formeln dar

$$\mathfrak{J} = a \cdot \sin x\left(1 - \frac{z}{l}\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right), \tag{6}$$

$$0 \leq z \leq l$$

$$V = -\frac{a\,l}{C} \cdot \cos x\left(1 - \frac{z}{l}\right) \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right). \tag{7}$$

Dabei ist gesetzt:

$$x = \frac{2\pi l}{\lambda}. \tag{8}$$

C ist die Kapazität der Antenne, $\frac{C}{l}$ mithin deren auf die Längeneinheit berechnete Kapazität, so dass der bei Drahtwellen gültigen Beziehung

$$-c\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial z} = \frac{C}{l}\frac{\partial V}{\partial t}$$

durch (6) und (7) Genüge geleistet wird.

Am oberen Antennenende ($z = l$) befindet sich ein Stromknoten. Die Spannung ist daselbst

$$V_l = -\frac{a\,l}{C} \cdot \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right). \tag{9}$$

Wäre es möglich, die Wellenlänge λ des gekoppelten Gebers der Wellenlänge λ_0 des ungekoppelten Primärkreises gleich zu machen, so hätte man nach Gl. (1) und (8) $x = \frac{\pi}{2}$, mithin am unteren Antennenende einen Spannungsknoten ($V = 0$). Das ist aber unverträglich mit der aus der Koppelung resultierenden Bedingung, dass die Spannung am unteren Antennenende durch V_0 gegeben wird. Wir schliessen, dass keine der Schwingungszahlen des gekoppelten Gebers mit der Schwingungszahl des frei schwingenden Primärkreises bezw. des frei schwingenden Sendedrahtes zusammenfallen kann.

Auch hier zeigt sich also die „Scheu vor der Resonanz", die Herr M. Wien für gekoppelte Schwingungen von nur zwei Freiheitsgraden festgestellt hat.[1])

Aus der Koppelung des Primärkreises mit der Antenne gewinnen wir zwei Gleichungen. Einerseits muss die aus (7) sich ergebende Spannung am unteren Antennenende ($z = 0$) gleich der durch (2) gegebenen Spannung der Flaschenbelegung sein, an welche die Antenne angeschlossen ist; dieses ergiebt

$$-\frac{a\,l}{C}\cos x = b_0. \tag{10}$$

Andererseits muss der Strom am unteren Antennenende, der aus (6) für $z = 0$ folgt, mit dem durch Gl. (5) gegebenen identisch sein, daher

$$a \cdot \sin x = b_0 \cdot \left(\frac{2\pi C_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi L_0}\right). \tag{11}$$

Es folgt durch Division der beiden Gleichungen

$$tg\, x = -\left(\frac{2\pi C_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi L_0}\right)\frac{l}{C} =$$
$$\left(\frac{l\lambda}{2\pi C_0 L_0} - \frac{2\pi l}{\lambda}\right)\frac{C_0}{C}.$$

Wir setzen jetzt, zur Abkürzung:

$$x_0 = \frac{2\pi l}{\lambda_0} = \frac{l}{\sqrt{C_0 L_0}} = \frac{\pi}{2} \text{ (vgl. Gl. 1).} \tag{12}$$

$$\alpha = \frac{C}{C_0} \tag{13}$$

(Antennenkapazität, dividiert durch Flaschenkapazität, oder kurz „Kapazitätsverhältnis") und erhalten, mit Rücksicht auf (8):

$$tg\, x = \frac{x_0^2 - x^2}{\alpha x}. \tag{14}$$

Diese transzendente Gleichung bestimmt die Schwingungszahlen des direkt gekoppelten Gebers. Dieselbe findet sich übrigens bereits bei Herrn G. Seibt, wenn auch in etwas anderer Form[2]); doch hat dieser Autor es unterlassen, die für die drahtlose Telegraphie wichtigen Folgerungen aus ihr zu ziehen.

Man könnte die Wurzeln der transzendenten Gleichung (14) auf graphischem Wege ermitteln. Glücklicherweise sind aber in dem für die Praxis interessantesten Falle die Wellenlängen λ', λ'' des gekoppelten Gebers nicht gar so

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 61, 151, 1897.
2) G. Seibt, Inauguraldissertation. Berlin 1902. S. 30, Gl. 63.

weit von der Wellenlänge $\lambda_0 = 4\,l$ des frei schwingenden Primärkreises entfernt, so dass man durch das nunmehr darzulegende Näherungsverfahren einen Überblick über den stattfindenden Schwingungsvorgang gewinnt.

Wir schreiben die Gleichung (14)

$$(x_0^2 - x^2)\ cotg\,x = \alpha x.$$

Nach (12) ist $x_0 = \frac{\pi}{2}$. Wir setzen ferner:

$$x = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{\pi}{2} + \xi; \tag{15}$$

indem wir ξ als klein gegen $\frac{\pi}{2}$ betrachten, und Quadrate sowie höhere Potenzen von ξ vernachlässigen, erhalten wir:

$$cos\,x = -\xi,\ sin\,x = 1,\ cotg\,x = -\xi,$$

mithin

$$\left[\left(\frac{\pi}{2} + \xi\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2\right] \cdot \xi = \alpha\left(\frac{\pi}{2} + \xi\right).$$

Da α sich von der Ordnung ξ^2 ergiebt, müssen wir rechts $\alpha\xi$ streichen, ebenso wie links ξ^3. Es wird

$$\xi = +\sqrt{\frac{\alpha}{2}}. \tag{16}$$

Es sind demnach für hinreichend kleines Kapazitätsverhältnis (α) die beiden kleinsten Wurzeln der transzendenten Gleichung (14):

$$x' = \frac{\pi}{2} + \sqrt{\frac{\alpha}{2}},\quad x'' = \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{\alpha}{2}}. \tag{16a}$$

Die übrigen Wurzeln, welche den Oberschwingungen des gekoppelten Sendedrahtes entsprechen, kommen für die drahtlose Telegraphie nicht in Betracht.

Es ist zweckmässig, an Stelle von x die Schwingungszahl in 2π Sekunden (n) einzuführen:

$$n = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{c}{l} \cdot x. \tag{17}$$

Die Schwingungszahlen der beiden langsamsten Eigenschwingungen des direkt angeschlossenen Senders sind

$$n' = \frac{c}{l} \cdot x',\ n'' = \frac{c}{l} \cdot x''. \tag{18}$$

Dem arithmetischen Mittel dieser beiden Schwingungszahlen:

$$n_0 = \frac{n' + n''}{2} = \frac{c}{l}\left(\frac{x' + x''}{2}\right) = \frac{c}{l} \cdot \frac{\pi}{2}$$
$$= \frac{c}{l} \cdot x_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \tag{19}$$

entspricht die Schwingungszahl des frei schwingenden Primärkreises. Die halbe Schwingungsdifferenz

$$\nu = \frac{n' - n''}{2} = \frac{c}{l}\sqrt{\frac{\alpha}{2}} = \frac{c}{l}\sqrt{\frac{C}{2\,C_0}} \tag{20}$$

ist um so kleiner, je kleiner die Antennenkapazität C im Verhältnis zur primären Flaschenkapazität C_0 ist. Hierdurch findet das experimentelle Ergebnis des Herrn Grafen Arco[1]) seine theoretische Erklärung und Formulierung.

Aus den gefundenen Werten von x folgt die den Eigenschwingungen des Gebers entsprechende Verteilung von Strom und Spannung im Sendedrahte.

Es war $cos\,x = -\xi$, mithin, nach (10) und (16):

$$a = +b_0 \cdot \frac{C}{l}\sqrt{\frac{2}{\alpha}}.$$

Wir wollen zur Abkürzung setzen:

$$\eta = \frac{C}{l}\sqrt{\frac{2}{\alpha}} = \frac{1}{l}\sqrt{2\,C\,C_0} = \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{2\,C}{L_0}}. \tag{21}$$

Dann zeigen die Grössen

$$a' = +b_0'\,\eta,\ a'' = -b_0''\,\eta$$

nach (6) die den beiden Eigenschwingungen entsprechenden Stromamplituden am unteren Antennenende an ($sin\,x$ war gleich 1 zu setzen). Der durch Superposition der beiden Schwingungen entstehende Strom ist daselbst

$$\mathfrak{J}_{z=0} = \eta \cdot [b_0' \cdot sin\,(n't) - b_0''\ sin\,(n''t)]. \tag{22}$$

Für die Spannung am oberen Antennenende hingegen folgt aus (9) und (21)

$$V_l = \cdot\sqrt{\frac{2}{\alpha}} \cdot [-b_0'\ cos\,(n't) + b_0''\ cos\,(n''t)], \tag{23}$$

während die Spannung am unteren Antennenende, gemäss dem ursprünglichen Ansatz (2), durch

$$V_0 = b_0'\ cos\,(n't) + b_0''\ cos\,(n''t) \tag{24}$$

dargestellt wird; sie ist identisch mit der Spannungsdifferenz der beiden Flaschenbelegungen.

Der Ausdruck für die Spannung der Antennenspitze (23) erscheint multipliziert mit $\sqrt{\frac{2}{\alpha}}$, der Grösse, deren reziproker Wert nach (20) für die Schwingungsdifferenz massgebend war. Je geringer die Schwingungsdifferenz, desto grösser wird demnach die Spannungsmultiplikation in der Antenne sein.

Für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie kommt es nicht sowohl darauf an, möglichst grosse Endspannungen V_l zu erzielen, als möglichst grosse Stromamplituden (22) am unteren Antennenende, d. h. im Strombauche. Denn,

1) Graf Arco, E.T.Z. **24**, 6, 1903.

wie ich früher gezeigt habe[1]), sind die Amplituden der vom Sender ausgehenden Wellen einfach jener Stromamplitude proportional. Die Antennenlänge geht nicht in den Ausdruck der Wellenamplituden ein. Die Verlängerung der wirksamen Länge des stromführenden Drahtes wird nämlich kompensiert durch die Vergrösserung der Wellenlänge, da die elektrische Feldstärke der Wellen der zeitlichen Änderung der Stromstärke proportional ist.

Bei einer und derselben Antenne geht nun allerdings die Stromamplitude im Strombauche der Spannungsamplitude im Spannungsbauche parallel, wenigstens bei der hier diskutierten Anordnung. Zieht man aber verschiedene Antennen in Betracht, so ist das nicht mehr der Fall, doch kann man allgemein sagen: Es muss, um möglichst grosse Stromamplituden zu erzielen, die durch (21) definierte Zahl η möglichst gross gemacht werden. Vermehrung der Antennenkapazität, Verringerung der primären Selbstinduktion (bei konstant gehaltenem $\lambda_0 = 2\pi\sqrt{L_0 C_0}$) verstärkt den Strom in der Antenne, und wirkt — mit den im nächsten Paragraphen zu besprechenden Einschränkungen — günstig.

Ein ungedämpfter Resonator zerlegt die vom Sender ausgehende Strahlung in die beiden Partialwellen (n', n''), wenn die Schwingungsdifferenz ν nicht zu klein ist. Indessen wird die Dämpfung der Senderschwingungen die Resonanzkurven der beiden Partialwellen abflachen, bezw. zum Verschmelzen bringen, um so eher, je kleiner ν ist. Den gleichen Einfluss wird eine Dämpfung des Resonators ausüben; die in praxi verwandten Empfänger dürften, bei hinreichend geringer Schwingungsdifferenz, die beiden Partialwellen wie eine einzige aufnehmen.

Alsdann ist eine Umformung der Formeln (22) bis (24) angemessen, welche die beiden Partialschwingungen zu einer einzigen, von der Schwingungszahl n_0 und von schwebender Amplitude verschmilzt. Dabei sind die Anfangsbedingungen zu berücksichtigen.

Beim Beginn des Schwingungsvorgangs ($t = 0$) ist die Spannungsdifferenz der Flaschenbelegungen V_0 gleich dem Funkenpotential B_0. Die Endspannung V_e ist gleichfalls B_0, und der ganze Geber ist stromlos. Letzterer Bedingung haben wir bereits Rechnung getragen. Erstere ergeben

$$b_0'' + b_0' = B_0, \quad b_0'' - b_0' = B_0\sqrt{\frac{\alpha}{2}}.$$

An Stelle der genauen Werte

$$b_0'' = \frac{B_0}{2}\left(1 + \sqrt{\frac{\alpha}{2}}\right), \quad b_0' = \frac{B_0}{2}\left(1 - \sqrt{\frac{\alpha}{2}}\right),$$

welche dem angenommenen Anfangszustande entsprechen, wollen wir

$$b_0'' = b_0' = \frac{1}{2} B_0$$

setzen, mit einer approximativen, für geringe Schwingungsdifferenzen gültigen Rechnung uns begnügend. Dann wird

$$J(z = 0) = B_0 \eta \cdot \sin(\nu t) \cdot \cos(n_0 t) \tag{25}$$

$$V_e = B_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \cdot \sin(\nu t) \cdot \sin(n_0 t) \tag{26}$$

$$V_0 = B_0 \cos(\nu t) \cos(n_0 t). \tag{27}$$

Die Schwingungszahl (n_0 in 2π Sekunden) ist diejenige des Primärkreises vor der Koppelung, bezw. diejenige des Sendedrahts bei einfacher Marconi-Schaltung. Die Schwebungszahl (2ν in 2π Sekunden) bestimmt sich aus (19, 20):

$$\frac{2\nu}{n_0} = \frac{4}{\pi}\sqrt{\frac{\alpha}{2}}. \tag{28}$$

Zu Beginn des Vorganges befindet sich die Energie im Primärkreise; im Verlaufe der Schwebung geht sie in den Sendedraht über; nach einer halben Schwebung, zur Zeit

$$T = \frac{\pi}{2\nu} = \frac{\pi}{n_0} \cdot \frac{\pi}{4}\sqrt{\frac{2}{\alpha}} = \tau_0 \cdot \frac{\pi}{8}\sqrt{\frac{2}{\alpha}} \tag{29}$$

hat die ganze Energie den Primärkreis verlassen. Dann würde sie wieder zurück pendeln, wenn nicht durch Ausstrahlung ein gewisser Betrag verloren gegangen wäre. Dieser soll jetzt berechnet werden.

§ 3. Berücksichtigung der Strahlungsdämpfung.

Für die Bestimmung der vom Sender ausgestrahlten Energie ist die Vereinigung der beiden Partialwellen in eine einzige, mit zeitlich wechselnder Amplitude, am Platze. Denn es superponieren sich zwar die Feldstärken der beiden Partialwellen, aber nicht die ausgestrahlten Energien. Vielmehr ist die Strahlung dem Quadrate der resultierenden Feldstärke proportional.

Die Stromamplitude im Strombauche ist, nach (25)

$$A = B_0 \eta \cdot \sin(\nu t). \tag{30}$$

Die mittlere sekundliche Strahlung ergiebt sich aus meiner früheren Mitteilung[1]) zu

1) M. Abraham, l. c., diese Zeitschr. **2**, 331, 1901, insbes. Formel (6).

1) l. c. S. 332. Formel (8a) und (9). Dort wurde die Strahlung berechnet, die von der Antenne und ihrem elektromagnetischem Spiegelbilde zusammen in den leeren Raum hinausgesandt wird; hier reden wir nur von der im Halbraum über der Erdoberfläche stattfindenden Strahlung, und haben daher zu Formel (9) den Faktor 1/2 gesetzt.

$$S = \frac{cA^2}{4} \cdot 2{,}44. \tag{31}$$

Das logarithmische Dekrement der Strahlungsdämpfung habe ich für die Eigenschwingungen des Sendedrahtes durch exakte Integration der Maxwellschen Gleichungen berechnet.[1])

Das Dekrement der Grundschwingung ist

$$\sigma = \frac{2{,}44}{ln\left(\frac{2l}{\varrho}\right)} \tag{32}$$

(ϱ = Radius des Antennenquerschnitts).

Diese Formeln dürfen wir auch auf die Antennen des gekoppelten Systems anwenden, da die Stromverteilung, wenigstens für geringe Schwingungsdifferenzen (2ν) nicht wesentlich von der bei einfacher Marconi-Schaltung stattfindenden abweicht. Wir können die letzte Formel mit der Antennenkapazität (C) in Verbindung bringen.

Wie nämlich in der früheren Mitteilung gezeigt wurde[2]), hat man, um zu dem richtigen Werte (32) des Dämpfungsdekrementes zu gelangen, für die Selbstinduktion L der Antenne an Stelle des bei quasistationärem Strom gültigen Wertes hier

$$L = 2l \cdot ln\left(\frac{2l}{\varrho}\right)$$

zu setzen.

Die auf die Längeneinheit berechnete Selbstinduktion $\left(\frac{L}{l}\right)$ ist gleich der reziproken Kapazität pro Längeneinheit, da die Geschwindigkeit der längs des Drahtes forteilenden Wellen der Lichtgeschwindigkeit gleich ist; man hat:

$$\frac{C}{l} = \frac{l}{L} = \frac{1}{2\, ln\left(\frac{2l}{\varrho}\right)} \tag{33}$$

und kann daher (32) schreiben

$$\sigma = 2{,}44 \cdot \frac{2C}{l}. \tag{34}$$

Wenngleich die Formel (33) mit der aus der Elektrostatik für einen Draht von der Länge $2l$ (Antenne + Spiegelbild) abzuleitenden Kapazität pro Längeneinheit übereinstimmt, so ist es doch kaum angängig, sie durch elektrostatische Betrachtungen zu stützen[3]); die Verteilung der Ladung und die Beschaffenheit des Feldes ist bei schnellen Schwingungen eine andere, als bei statischer Ladung. Die Formel (33) führt indessen zu Werten der dem Sendedrahte zuzurechnenden Feldenergie, die zusammen mit dem Ausdrucke (31) der Strahlung den richtigen Wert (32) des Dämpfungsdekrementes ergeben (auch für die Oberschwingungen ist die Formel (33) für die Kapazität in diesem Sinne gültig); hierin allein ist ihre Begründung zu suchen.

Die Schwingungsamplitude eines einfachen Marconi-Senders würde infolge der Strahlungsdämpfung zur Zeit t auf den Bruchteil $e^{-\frac{\sigma t}{\tau_0}}$ reduziert werden. Beim gekoppelten Geber ist der Vorgang insofern ein anderer, als die Energie anfangs im Primärkreise steckt, und erst allmählich dem Sendedraht zugeführt wird. Die maximale, zur Zeit $T = \frac{\pi}{2\nu}$ stattfindende Stromamplitude im Sendedrahte, die ohne Berücksichtigung der Dämpfung nach (30) gleich $B_0\eta$ wäre, wird durch die Ausstrahlung auf den Bruchteil $e^{-\frac{\sigma T}{2\tau_0}}$ reduziert; denn es gelangt beim gekoppelten Geber, wo die Energie im Mittel nur während der Hälfte der Dauer T einer halben Schwebung in der Antenne sich befindet, auch nur die halbe Energie zur Ausstrahlung, so dass im Dämpfungsfaktor $\frac{\sigma}{2}$ statt des bei einfacher Marconi-Schaltung gültigen Wertes von σ zu setzen ist. Es wird, nach (29), die maximale Stromamplitude (A_m)

$$A_m = B_0\eta \cdot e^{-\sigma \cdot \frac{\pi}{16} \cdot \sqrt{\frac{2}{\alpha}}}.$$

Führt man hier den Wert (34) von σ ein, so findet man, mit Rücksicht auf (21)

$$A_m = B_0\eta \cdot e^{-f\eta}, \quad f = \frac{\pi}{8} \cdot 2{,}44. \tag{35}$$

Dieser maximalen Stromamplitude ist die maximale Wellenamplitude proportional. Man erreicht daher, bei gegebenem Funkenpotential, die grösste mit direkter Koppelung zu erzielende Wellenamplitude, wenn man η so wählt, dass $\eta \cdot e^{-f\eta}$ ein Maximum wird.

Dieses Maximum liegt, gemäss

$$\frac{d}{d\eta}\left(\eta \cdot e^{-f\eta}\right) = e^{-f\eta}(1 - f\eta)$$

bei

$$\eta_m = \frac{1}{f} = \frac{8}{\pi \cdot 2{,}44}, \tag{36}$$

der entsprechende Wert von A_m ist

$$A_m = \frac{B_0}{fe}. \tag{37}$$

Nach (21) entspricht dem Optimum folgendes Verhältnis von primärer Selbstinduktion und Antennenkapazität

1) M. Abraham, Ann. d. Phys. **66**, 457, 1898.

2) l. c. S. 333. Dort wird mit L die Selbstinduktion von Antenne + Spiegelbild bezeichnet.

3) Vergl. hierzu P. Drude, Ann. d. Phys. (4) **11**, 961, 1903. Die elektrostatische Kapazität ist grösser als C, doch ist der Unterschied für dünne Sendedrähte nicht erheblich.

$$\frac{L_0}{C} = \frac{8}{\pi^2} f^2 = \frac{(2,44)^2}{8},$$

oder, wenn L_0 nach wie vor in cm, C aber in Mikrofarad gemessen wird,

$$L_0 = 6,7 \cdot 10^5\, C. \qquad (38$$

Wünscht man, mit einer gegebenen Antenne von der Kapazität C (in Mikrofarad), durch direkte Koppelung mit einem Flaschenkreise die maximale Amplitude der auf den Empfänger fallenden Wellen möglichst zu steigern, so hat man die primäre Selbstinduktion der Gl. (38) entsprechend zu wählen.

Das gefundene Optimum ist kein sehr scharf ausgeprägtes; man findet eine Amplitudenverringerung um höchstens 10 % gegen das Optimum, wenn man L_0 in den Grenzen annimmt

$$3 \cdot 10^5 \cdot C < L_0 < 2 \cdot 10^6\, C. \qquad (38a$$

Lässt man eine Verringerung um 18 % zu, so sind die Grenzen

$$2 \cdot 10^5\, C < L_0 < 2,7 \cdot 10^6\, C. \qquad (38b$$

Bei Geberapparaten, die mit einem einzigen Sendedrahte versehen sind, wird die Selbstinduktion sich kaum auf den dem Optimum entsprechenden Wert (38) herabdrücken lassen. Hier bleibt die unter Vernachlässigung der Ausstrahlung gefundene Regel des vorigen Paragraphen gültig, die möglichst geringe primäre Selbstinduktion, bei gegebener Wellenlänge, d. h. möglichst grosse primäre Kapazität verlangt.

Bei Verwendung von Käfigantennen hingegen wird man darauf achten müssen, dass nicht durch Vermehrung der primären Kapazität über das Optimum hinaus die Strahlung allzusehr gesteigert, und so die maximale, nach der Zeit einer halben Schwebung eintretende Wellenamplitude geschwächt, statt verstärkt wird.

Für Käfigantennen bleiben die vorstehenden Entwickelungen gültig; denn, wie Herr P. Drude gezeigt hat[1]), ist eine Käfigantenne einer Einfachantenne von bestimmtem Querschnittsradius äquivalent.

Auf sonstige Dämpfungsursachen ist keine Rücksicht genommen worden. Es kommt hier weniger der Funkenwiderstand, als der Kondensatorverlust in Betracht. Es ist klar, dass diese Dämpfungen im Gegensatze zur Strahlungsdämpfung, für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie unter allen Umständen als schädlich zu betrachten, und bei einer rationellen Anordnung thunlichst herabzudrücken sind.

Bei der Berechnung des Optimums ist angenommen, dass man mit einem ziemlich stark gedämpften Empfänger arbeitet, wie er gegenwärtig in der Praxis verwandt wird, und dass man möglichst grosse Tragweite zu erzielen wünscht. Bei Verwendung schwach gedämpfter Empfänger kann es unter Umständen zweckmässig sein, die Schwebungsdauer T (Gl. 29) durch Verkleinerung des Kapazitätsverhältnisses α über das Optimum hinaus zu vergrössern, um länger anhaltende Schwingungen auf Kosten der erzielten Wellenamplitude herzustellen. Eine erschöpfende Diskussion dieses Falles würde auch auf der hier entwickelten Theorie des direkt gekoppelten Gebers zu fussen, aber ausserdem auf die Empfängerschaltung einzugehen haben.

Göttingen, Februar 1904.

(Eingegangen 18. Februar 1904.)

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 11, 978—984, 1903.

Über den elektrodenlosen Ringstrom.

Von E. Lecher.

In einer früheren Arbeit[1]) berichtete ich, dass es mir nicht gelang, den von J. J. Thomson zuerst geschilderten elektrodenlosen Ringstrom zu erhalten, wenn ich zwischen induzierende Spule und die ausgepumpte Röhre einen geschlitzten Stanniolschirm brachte, welcher jede statische Influenz aufhob, ohne die Induktionswirkung zu hindern. Ebenso war es mir unmöglich, mit induzierenden Ringen, welche die ausgepumpte Röhre in weitem Bogen umspannten, irgendeine Lichterscheinung zu erlangen. Das schien auf eine bisher noch nicht gehörig beachtete Nebenwirkung hinzudeuten. Als solche ergab sich Impedanzspannung am Anfang und Ende der induzierenden Spule.

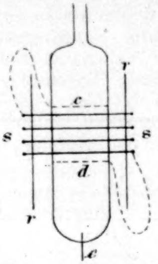
Wenn eine von einer kräftigen Schwingung durchflossene Spule eine ausgepumpte Glasröhre umschliesst, giebt die Potentialdifferenz, welche infolge der Impedanz zwischen der ersten und letzten Drahtwindung entsteht, schon für sich allein Anlass zu einer Lichterscheinung in der Röhre. Die Frage, ob zu dieser Lichterscheinung noch eine weitere wirkliche Induktionswirkung komme, liess ich offen.

Diesbezüglich habe ich nun mit Herrn A. Steiner einige Versuche[2]) ausgeführt, deren wichtigste mir folgende schienen:

Es sind knapp um die ausgepumpte Röhre 2 Ringe c und d gelegt, welche mit Anfang und Ende der Spule verbunden sind. r bedeutet den Stanniolschirm, s die aus 4 Windungen bestehende Spule. Die Ringe c und d allein

1) Diese Zeitschr. 4, 32, 1902.
2) Eine ausführliche Darstellung dieser Versuche giebt A. Steiner in dem Sitzungsberichte der k. Akademie der Wissenschaften in Wien. CXII. IIa. Februar 1904.

erzeugen ein schwaches Leuchten, die Spule *s* allein wirkt durch den Stanniolschirm gar nicht, indes die ganze in nebenstehender Figur geschilderte Anordnung einen schönen Thomsonschen Ring giebt.



Lässt man die Ringe *c* und *d* weg und versucht durch einen eingeschmolzenen Platindraht *e* das Gas mittels einer grossen Influenzmaschine zu ionisieren, so tritt keine Lichterscheinung auf. Es ist die kräftige und im richtigen Momente wechselnd einsetzende Ionisierung durch rasche Impedanzentladung notwendig.

Darum versagt auch die Anordnung, wo man ohne Stanniolschirm den Durchmesser *s* der Spule bedeutend grösser wählt als den Durchmesser des Vakuumgefässes.

Kompliziert wird aber die Erscheinung noch durch die direkte magnetische Wirkung der Spule, die jedenfalls auch einen wichtigen Anteil an der Art der Lichterscheinung hat.

Man bringe eine 8 cm lange und 6 cm weite Röhre in das homogene Feld eines starken Elektromagneten; die Kraftlinien verlaufen parallel der Röhrenachse. Aussen umschliessen die Glasröhre 2 Kupferringe in 2 cm Entfernung voneinander; auf diese wird durch Leitungsdrähte das Potential vom Anfang und Ende des (weit entfernten) Schwingungskreises übertragen. Auf diese Weise ist dasselbe variable elektrische Feld in der Röhre vorhanden, welches sonst im Vereine mit der Schwingüng den Ring hervorbrachte. Es werden hier die Berührungsstellen des Glases mit den Kupferringen abwechselnd positiv und negativ geladen, und die elektrostatischen Entladungen gehen in das Innere der Röhre hinein und ionisieren die Luft. Dadurch wird die Röhre rötlich leuchtend; tritt nun der Elektromagnet in Tätigkeit, so werden die elektrischen Ströme, die gegen die Mitte hin- und zurückliefen, von den konstanten magnetischen Kräften gegen den Rand des Gefässes gedrängt, der axiale Teil der Luft wird ganz dunkel, und längs des Glases scheint eine intensivere Entladung stattzufinden, welche der Form eines Ringes sehr nahe kommt. Bedenkt man, dass für den Ringstrom in seiner eigentlichen Gestalt die magnetische Wirkung auf die elektrische Entladung in regelmässigen Phasen folgt, so kann ein wohl abgegrenzter Ring in dieser Weise auch ohne Induktionswirkung nur durch magnetisch abgelenkte Entladungen ganz gut zum Vorschein kommen.

Der elektrodenlose Ringstrom J. J. Thomsons kommt also in folgender Weise zustande:

1. Durch Impedanz entsteht zwischen Anfang und Ende der Spule eine grosse hin- und herschwankende Potentialdifferenz; schon dadurch wird neben der starken Ionisierung des Gases ein Hin- und Herströmen der Elektrizität im Vakuum bewirkt.

2. Diese Lichterscheinung wird durch die magnetischen Kräfte der Spule gegen den Rand hingedrängt.

3. Wahrscheinlich findet nun auch noch eine weitere Steigerung des Lichtphänomens durch die eigentlichen Induktionsströme statt, welche aber nur in besonders stark ionisierten Gasen auftreten können.

Dass letzteres eine notwendige Vorbedingung, zeigt auch die jüngst erschienene Arbeit von Härdén.[1])

1) Diese Zeitschr. 5, 75, 1904.

(Eingegangen 16. Februar 1904.)

Poincarés Preisarbeit von 1889/90 und Gyldens Forschung über das Problem der drei Körper in ihren Ergebnissen für die Astronomie.[1])

Von Hugo Buchholz.

Der Vortrag, welchen Herr Schwarzschild auf der letzten Naturforscherversammlung in Kassel über Himmelsmechanik gehalten hat, giebt mir die Veranlassung, sowohl um des verstorbenen Astronomen Hugo Gyldén wie um der wissenschaftlichen Wahrheit willen gegen diese, von Herrn Schwarzschild vor einer grossen Versammlung gegebene und dadurch in weitesten Kreisen von neuem und mit Nachdruck verbreitete Darstellung eines wissenschaftlichen Sachverhaltes aufzutreten.

Indem ich auf den in Frage stehenden Vortrag selbst verweise, führe ich hier, zwar ausser dem Zusammenhang, den indes für sich deutlichen Satz[2]) an, in dem Herrn Schwarzschilds Darstellung ihren, übrigens auch sonst noch zum Ausdruck gelangenden Gipfelpunkt findet: „Als

1) Historisch-kritische Erläuterungen zu Herrn Schwarzschilds historischem Referat über Himmelsmechanik auf der Naturforscherversammlung in Kassel am 24. September 1903.

2) Den „Verhandlungen d. G. d. N. u. Ä. 75. Versammlung zu Kassel, 20.—26. September 1903" entnommen, S. 196. (Die Sperrungen rühren von mir her.) —

man Ende der achtziger Jahre diesen Punkt erreicht hatte, war es in der That eine weit verbreitete Meinung, dass man ausser der schon durch die klassische Himmelsmechanik im wesentlichen erledigten praktischen Frage, nun auch die ideale hinreichend beantwortet habe, dass das Vielkörperproblem im Grunde gelöst sei. Aber zum dritten Male hat die fortschreitende Wissenschaft ihr Verdikt ausgesprochen. In dem Augenblick als man das Gebäude der klassischen Himmelsmechanik mit der schimmernden Spitze des Stabilitätsbeweises krönen wollte, zeigte sich ein klaffender Riss in den Fundamenten. Poincaré wies 1890 nach, dass die Reihen alter und neuer Art, mit denen die Astronomen arbeiten, in gewissem Grade sinnlos, weil divergent sind etc." —

Gegen diese Behauptung Herrn Schwarzschilds, dass auf Grund von Poincarés Beweis die in der Astronomie jetzt existierenden Methoden — die Gyldénsche einbegriffen — (denn unter die Forschungen „Ende der achzigerJahre" gehören bekanntlich in erster Linie diejenigen Gyldéns) auf divergente und nicht auf konvergente Entwickelungen führten, ist die folgende Auseinandersetzung und Klarstellung gerichtet. Durch ein in Anbetracht des Raumes hier nur kurzgefasstes Referat, durch Litteraturbelege und Wiedergabe von Gyldéns eigenen, am Schluss der von ihm erlangten Resultate ausgesprochenen Worten will ich zeigen, dass Gyldén im Gegenteil eine Methode hinterlassen hat, welche ermöglicht, die Störungen für die grossen Planeten — was das Wesentliche ist, — ebenso aber auch diejenigen einer beträchtlichen Anzahl kleiner Planeten, durch konvergente, und keineswegs durch divergente Näherungen zu berechnen. Ich will in Kürze darlegen, wie Gyldén im Jahre 1891 und 1892 die länger schon von ihm besessenen Resultate veröffentlichte, mit denen er hinausging und einen positiven Fortschritt machte über die für die Astronomie rein negativen Resultate jener von Poincaré unter besonderen Verhältnissen durchgeführten Untersuchungen seiner Preisarbeit vom Jahre 1890. Das ist die Arbeit Poincarés, die Herr Schwarzschild vor der Versammlung deutscher Naturforscher in Kassel als das „Verdikt" vom Jahre 1890 bezeichnet hat. —

Es sei betont, dass sich die folgende Klarstellung im übrigen nicht weiter gegen Herrn Schwarzschild richtet. Sie soll und kann der Natur der Sache nach in erster Linie nur eine Auseinandersetzung mit Gyldéns alten Gegnern sein, deren einer über die Theorie des Verstorbenen ja auch unlängst wieder in der schroffsten Weise absprach, indem er sogar vor weiterer Verwendung derselben warnte [1]), zu dessen Referenten sich nun Herr Schwarzschild auf der deutschen Naturforscherversammlung gemacht hat.

Zunächst müssen zur Orientierung des Lesers einige historische Bemerkungen über die zuvor erwähnten Hauptarbeiten Gyldéns und Poincarés über das Problem der drei Körper vorangehen. Denn diese Arbeiten waren Konkurrenzarbeiten, oder hätten es doch sein sollen, besser gesagt: Gyldéns Arbeit richtete sich gegen die im Hinblick auf die Astronomie gänzlich negativen Resultate derjenigen Poincarés. Als Schüler Gyldéns bin ich durch häufigen Aufenthalt in Stockholm und meine Studien mit den historischen Verhältnissen ebensowohl, wie mit den wissenschaftlichen Fragen genügend vertraut, um hierüber einen Bericht geben und Herrn Schwarzschilds historischem Referat über Himmelsmechanik entgegensetzen zu können. Unter den obwaltenden Umständen halte ich mich zu einer solchen Klarstellung im Interesse Gyldéns für verpflichtet. —

Im Jahre 1889 wurde eine Arbeit Poincarés über das Problem der drei Körper durch den offiziellen Preisrichter [2]) in Stockholm, den Chef-Redakteur der Acta mathematica, Mittag Leffler, mit dem von S. M. Oscar II. König von Schweden gestifteten Preis von zehntausend Kronen gekrönt. Diese Arbeit ist:

„Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique par H. Poincaré. Mémoire couronné du prix de S. M. le roi Oscar II. le 21. janvier 1889. Avec des Notes par l'auteur."

Die gekrönte Arbeit wurde in den Acta mathematica vollständig gedruckt vom 29. April 1889 bis 13. November 1889 (wie die Seitenimprimata des Exemplares zeigen); ihre offizielle Ausgabe wurde jedoch im letzten Moment noch vermieden, nachdem sogar schon broschierte Separate (so eines an Gyldén) vom Chef-Redakteur der Acta mathematica in Stockholm versandt worden waren. Denn man ward erst jetzt, just nach Ablauf der zwölften Stunde, auf einen Fehler in der Preisarbeit aufmerksam, der sich nicht mehr durch Zusätze nachträglich etwa berichtigen und noch verbessern liess, sondern die Grundlagen der gekrönten Arbeit derart berührte, dass er ihre Ausgabe unmöglich machte.

1) Man vergleiche das Vorwort zu meiner Abhandlung: H. Buchholz, Die Gyldénsche horistische Integrationsmethode des Problems der drei Körper und ihre Konvergenz. Nova Acta, Abh. der Kaiserl. Leop. Carol. deutschen Akademie der Naturforscher Band 81, Nr. 3, S. 129 bis 209.

2) Dass Mittag Leffler allein — nicht aber auch Weierstrass — die Verantwortung für die Entscheidung des Preisgerichtes trägt, hat er selbst zugegeben. (cf. Acta math. Tome XIII. Avant Propos pag. VII.)

An Stelle dieser Arbeit veröffentlichten die Acta mathematica — ein Jahr später — eine zweite Arbeit Poincarés von fast völlig gleichem Titel, aber verändertem Inhalt. Diese zweite Arbeit, welche die verfehlte Preisarbeit ersetzen musste, ist:

„Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique par H. Poincaré. Mémoire couronné du prix de S. M. le roi Oscar II. le 21. janvier 1889."

Ist gedruckt vom 28. April 1890 bis 21. Oktober 1890 (wie man wiederum aus den Seitenimprimaten im Band XIII der Acta mathematica ersieht).

Während beide Arbeiten als Tome XIII Nr. 1 und 2 der Acta mathematica gedruckt wurden, gelangte nur die zweite Arbeit in Band XIII der Acta mathematica, wie man im Titelblatt liest, als das „Mémoire couronné du prix de S. M. le roi Oscar II. le 21. janvier 1889" zur wirklichen Ausgabe!

Ein seiner Zeit vom „Rédacteur en chef" der Acta mathematica versandtes, broschiertes Exemplar der ursprünglichen Preisarbeit Poincarés, das von mir persönlich eingesehen wurde, dem auch die oben mitgeteilten Datum der Seitenimprimate entnommen sind, befindet sich in Sicherheit. — Hiermit vergleiche man die Erklärungen Poincarés in seiner „Introtuktion" zur edierten — „Preisarbeit" Acta mathematica Tome XIII pag. 5.

Diese zwei Preisarbeiten Poincarés waren es, die Gyldén zur Veröffentlichung seiner:

„Nouvelles recherches sur les séries employées dans les théories des planètes. Acta mathematica, Tome XV 1891; 65 und Tome XVII 1892" veranlassten. Gyldén nämlich, der seine horistische Integrationsmethode und in derselben ein Verfahren, die Störungen für das System der grossen Planeten durch konvergente Näherungen zu berechnen, zu jener Zeit bereits besass, diese komplizierte Methode indes in verständlicherem Zusammenhang erst in ihrer Anwendung auf die grossen Planeten im dritten Bande seines Hauptwerkes: „Traité analytique des orbites absolues des huit planètes principales" mitzuteilen beabsichtigte, sah sich durch das Geschehene damals schon zu ihrer Veröffentlichung gedrängt. Anderenfalls hätte er ja stillschweigend darein gewilligt, dass es bei den, nun zwar nicht mehr unrichtigen, auch mathematisch recht interessanten, jedoch im Hinblick auf die Astronomie nur mehr gänzlich negativen Ergebnissen der eilends verfassten, zweiten, „gekrönten" Arbeit Poincarés über das Fundamentalproblem der Astronomie sein Bewenden habe! —

Durch die zweite „Preisarbeit" Poincarés mit ihren astronomisch negativen Ergebnissen also wurde Gyldén zur Abfassung seines prinzipiell bedeutsamsten, aber auch am schwersten verständlich geschriebenen Werkes, den „Nouvelles recherches" veranlasst. Indessen haben dieselben nicht verhindert, dass durch jene „Krönung" in weitesten Kreisen der Glaube verbreitet ward, und, wie es scheint zum herrschenden geworden ist: der grundlegenden, der normierenden Erkenntnis auf dem Gebiet des Problems der drei Körper sei der verdiente Lorbeer bei dem internationalen Preis und Wettbewerb gereicht worden. Dies die Geschichte der „Nouvelles recherches," durch die Gyldén der natürlichen Entwickelung vorauseilte. Er schrieb dies Werk ohne die astronomischen Beziehungen der zu behandelnden Differentialgleichungen des näheren anzudeuten, mit Weglassung schwierigster Zwischenrechnungen und Bindeglieder der Betrachtung, nur die mathematischen Hauptgesichtspunkte, unter häufiger unausgesprochener Bezugnahme auf seine früheren grossen und komplizierten Arbeiten in den Hauptumrissen skizzierend. Denn er hatte den astronomisch gänzlich negativen Ergebnissen der zweiten „Preisarbeit" Poincarés, wie wir nun zeigen werden, ein positives entgegenzusetzen, das für die Astronomie wirklich verwertbar war. —

Soviel historisch über die wichtigste und grösste Arbeit, die Poincaré über das Problem der drei Körper verfasst hat, die Herr Schwarzschild vor der Versammlung deutscher Naturforscher in Kassel als „Verdikt" ausgab. Dass sie in Wahrheit kein „Vere dictum" für die Astronomie ist, soll jetzt bewiesen werden.

Bereits Herr Charlier hat auf der Naturforscherversammlung in Kassel gegen die Behauptungen Herrn Schwarzschilds: Poincaré habe durch seine Preisarbeit vom Jahre 1890 das „Verdikt der Divergenz" über die von den Astronomen gebräuchlichen Methoden beweisend ausgesprochen, kurzen und energischen — allerdings nicht im Hinblick auf Gyldén begründeten — Widerspruch erhoben. Die Worte[1]) des schwedischen Astronomen sind so zutreffend, dass ich mir nicht versagen kann, sie hier noch einmal anzuführen. Herr Charlier sagte: „Herr Schwarzschild behauptet, Poincaré habe bewiesen, dass die bekannte Form $\Sigma A \cos (nt + \alpha)$ für die Koordinaten der gestörten Körper nicht möglich sei: das ist nicht richtig, Poincaré hat so etwas nicht

1) Diese Zeitschr. 4, 792, 1903. (Die Sperrungen rühren von mir her).

bewiesen, sondern sein Divergenzbeweis macht ganz bestimmte Voraussetzungen für die Form der Koeffizienten, dass nämlich die Koeffizienten A nach Potenzen der Masse entwickelt sind; in diesem Falle, hat er bewiesen, ist die Lösung nicht möglich. Aber es ist nicht unmöglich, dass die wahre Lösung des Problems der drei Körper doch von dieser Form sein kann. — In diesem Zusammenhang möchte ich auch auf einen anderen Punkt aufmerksam machen. Herr Schwarzschild erwähnt eine Äusserung von Poincaré, die ich sehr unglücklich finde, nämlich die Reihen der Störungstheorie seien halbkonvergent etc." —

Nach den zuvor gemachten historischen Bemerkungen wird es verständlich sein, wie Poincaré zu „seinem Divergenzbeweis unter ganz bestimmten Voraussetzungen", wie Herr Charlier denselben so richtig bezeichnet hat, gelangte: derselbe ist in Wahrheit nichts anderes als das „Verdikt" über die eigene verfehlte Preisarbeit vom Jahr zuvor! —

Dagegen hat Gyldén in den Nouvelles recherches eine Methode hinterlassen, welche in der That die Störungen im System der grossen Planeten durch konvergente Näherungen berechnen lässt. Indem hinsichtlich des Details auf dieses, Gyldéns prinzipiell bedeutsamstes Werk verwiesen werden muss, soll über die wesentlichsten Punkte, zwar in grösster Kürze, doch einiges hier referiert werden. Den sich für das Detail Interessierenden verweise ich vor allem auf Gyldéns eigene Werke, ferner noch auf die über Gyldéns Theorie in den letzten Jahren von mir verfassten Abhandlungen.[1])

Der grundverschiedene Standpunkt, welchen Gyldéns Forschung und Poincarés „Preisarbeit" zum Problem der drei Körper einnehmen, wird am treffendsten durch die folgenden Worte Gyldéns in den Nouvelles recherches charakterisiert, die uns schon darauf hinweisen, dass Gyldén astronomisch über das Ergebnis der zweiten Preisarbeit hinausgeht. — Auf S. 275 der Nouvelles recherches sagt Gyldén: „Bedenkt man, dass ein einzelner Koeffizient $\varkappa_n$, der durch die Gleichung gegeben ist:

$$\varkappa_n = \frac{\gamma_n}{\vartheta_n + \frac{3}{4}\beta_3 H}$$

sein Zeichen ändert, ohne durch die Nullstelle oder durch Unendlich zu gehen, falls obige Gleichung gleiche Wurzeln hat, und beachtet ferner, dass es eine unendliche Anzahl negativer ϑ_n-Werte giebt, welche nahezu der Bedingung gleicher Wurzeln entsprechen und diese Bedingung streng erfüllen würden, wenn die willkürliche Konstante $\varkappa$ nur eine äusserst kleine Änderung erführe, so ergiebt sich der Schluss, dass die verschiedenen $\varkappa_n$ keine eindeutigen Funktionen der Integrationskonstanten sind. Dies Resultat kann man mit anderen Worten auch so ausdrücken, dass eine unendliche Anzahl von $\varkappa_n$ nicht nach Potenzen von $\varDelta\varkappa$ entwickelt werden kann, wie klein der Zuwachs von $\varkappa_n$ auch immer sei. Das steht im Einklang mit dem Theorem, welches die Wissenschaft Poincarés Genie verdankt, das der grosse Mathematiker so ausdrückt: „Das Problem der drei Körper lässt keine anderen eindeutigen Integrale zu, als diejenigen der lebendigen Kraft und der Flächen." **Nichtsdestoweniger** kann man, wenn die arbiträren Konstanten bestimmt sind und geeignete Werte haben, — abgesehen von dem höchst seltenen, sogenannten assymptotischen Fall — eine numerische Lösung erhalten, **welche die Koordinaten eines Planeten durch gleichförmig konvergente trigonometrische Reihen ausdrückt** . . . und man kann hieraus (d. h. aus den auf S. 276 und zuvor gemachten Darlegungen) schliessen, **dass man den Grad der Annäherung so weit treiben kann wie man will, derart, dass der vernachlässigte Rest kleiner als eine gegebene Grösse wird."** —

Zunächst ist offenbar die Grundvoraussetzung, wenn man durch approximative Integration der Gyldénschen Differentialgleichungen zu konvergenten Näherungen gelangen will, die, dass die Koeffizienten der rechten Seiten der zu integrierenden Differentialgleichungen, die bei Anwendung auf einen beliebigen Fall in periodischen Aggregaten bestehen, selbst eine konvergente Folge bilden. Das aber setzt eine Entwickelung der Derivierten der Störungsfunktion in konvergenter Form voraus. Bekanntlich ist aber bewiesen, dass schon Leverriers Entwickelung der Störungsfunktion, erst recht diejenige Gyldéns, für Werte der Exzentrizität bis ca. $^2/_{10}$, also für die grossen Planeten, (und ebenso für eine beträchtliche Anzahl der kleinen Planeten), in

1) H. Buchholz, Untersuchung der Bewegung vom Typus $^2/_3$ im Problem der drei Körper und der Hilda-Lücke im System der kleinen Planeten auf Grund der Gyldénschen Störungstheorie. Erster Teil. Denkschriften der math.-naturw. Klasse der Akademie der Wissenschaften in Wien, Band 72, S. 310—473; H. Buchholz, Die Gyldénsche horistische Integrationsmethode des Problems der drei Körper und ihre Konvergenz. Nova Acta, Abh. der Kaiserl. Leop. Carol. deutschen Akademie der Naturforscher Band 81, Nr. 3, S. 129 bis 206; dass die in dieser Abhandlung gemachten kurzen Mitteilungen über den Radiusvektor durch Gyldéns eigene Darstellung in den Nouvelles Recherches zu ersetzen sind, darauf habe ich inzwischen selbst hingewiesen. H. Buchholz, Fortgesetzte Untersuchung der Bewegung vom Typus $^2/_3$ im Problem der drei Körper auf Grund der Gyldénschen Störungstheorie. Von der Akademie zum Druck bereits angenommen wird im 76. Bande der Wiener Denkschriften erscheinen. Man vergleiche speziell die Einleitung zu dieser Abhandlung.

der That konvergent ist, indem auch für Merkur, dessen Exzentrizität $^2/_{10}$ um ein geringes übersteigt, die Konvergenz der Entwickelung gewahrt bleibt. Die erste Grundvoraussetzung, um überhaupt ein Integrationsverfahren einleiten zu können, das, wenn selbst konvergent, nicht doch, — infolge einer divergenten Entwickelung der zu integrierenden Differentialgleichung — auf divergente Entwickelungen führt, ist also bei Gyldén erfüllt. —

Was nun die Integration der Differentialgleichungen, zunächst diejenige des Radiusvektor betrifft, so muss ich hinsichtlich des mathematischen Details, wie gesagt, hier selbstverständlich auf Gyldéns Nouvelles recherches verweisen, bezüglich des Radiusvektor ausser auf § 1 bis 4, besonders auf § 7. Trotzdem will ich hier aus Gyldéns Orbites absolues (vgl. S. 33, 497 und 555), aus den Hilfstafeln (vgl. S. VIII) und aus den Nouvelles recherches (vgl. S. 7 etc., S. 199 etc.) ein kurzgefasstes Resumé zusammenstellen, derart dass ich in diesem Falle (des Radiusvektor) ausschliesslich Gyldéns eigene Worte wiedergebe, die wenigstens einigermassen zeigen werden, wie Gyldén für den Radiusvektor in der That zu konvergenten Entwickelungen gelangt. Dem Einzelnen bleibt es hierbei überlassen, sich über die Richtigkeit von Gyldéns Resultaten selbst zu orientieren.

Gyldén sagt: „Die Differentialgleichung zweiter Ordnung, deren Integration den Radiusvektor ergiebt, ist äusserst kompliziert, wenigstens wenn man die Glieder höheren als des ersten Grades nicht vernachlässigt. Doch ist es nicht gestattet, die Glieder höheren Grades einfach fortzulassen, um so die vorliegende Gleichung auf eine lineare Differentialgleichung zurückzuführen; man muss im Gegenteil gleich von vornherein gewisse Glieder dritten Grades mitnehmen, denn sonst kann das Integrationsresultat in divergenter Form auftreten."

„Wenn man nämlich die successiven Näherungen mit der Integration einer linearen Differentialgleichung, oder, was auf dasselbe hinausläuft, eines Systems linearer Differentialgleichungen beginnt, so wird man nicht immer zu befriedigenden Resultaten gelangen. Und auch wenn man, vom Integrationsresultat eines solchen Systems ausgehend, die successiven Näherungen in konsequenter Weise fortsetzt, so wird man früher oder später doch auf divergente Entwickelungen verfallen. Hingegen ist es anders, wenn man mit der Integration eines Systems von Gleichungen beginnt, deren jede vom dritten Grad ist; dann kann man — von gewissen Ausnahmefällen abgesehen — diese Gleichungen auf solche von linearer und horistischer Form transformieren, durch deren Integration man zu dem wirklichen Approximationsresultat gelangt. Und wenn man einmal im Besitz eines solchen Resultates ist, so wird man durch successives Weitergehen die Ausdrücke der gesuchten Grössen mit einem beliebig grossen Grad von Genauigkeit erlangen."

„Werden die Koeffizienten der „diastematischen Ungleichheiten" mit k_i und die „diastematischen Koeffizienten" mit $\varkappa_i$ bezeichnet, und seinen λ_i und σ_i, die diesen Ungleichheiten zugehörigen „linearen Integrationsdivisoren", H die „horistische Funktion", so hat man auch:

$$\varkappa_i = \frac{\gamma_i}{\sigma_i + \beta_1 + \beta_3 H}; \quad k_i = \frac{B_i}{\lambda_i + \beta_1 + \beta_3 H}$$

Hier sind die γ_i, B_i, σ_i sowie β_1 und β_3 jedenfalls Grössen, die mit der störenden Masse verschwinden, die λ_i hingegen sind von dieser Masse wesentlich unabhängig, können aber nichtsdestoweniger so kleine Werte erhalten, dass sie mit β_1 und β_3 vergleichbar werden.

Die horistische Funktion ist nun zunächst gegeben durch die Formel:

$$H = {}^1/_2 (\varkappa^2 + \varkappa_1{}^2 + \varkappa_2{}^2 + \ldots) + {}^1/_2 (k_1{}^2 + k_2{}^2 + k_3{}^2 + \ldots)$$

wo indessen $\varkappa$ nicht als durch die obige Formel gegeben gedacht wird, sondern als eine Integrationskonstante aufgefasst werden soll. Mit Rücksicht auf die vorstehenden Formeln kann der Ausdruck, welcher zur Bestimmung der horistischen Funktion dienen soll, auch wie folgt geschrieben werden (den vollständigeren Ausdruck vgl. N. R. § 8, 1):

$$2H = \varkappa^2 + \frac{\gamma_1{}^2}{(\sigma_1 + \beta_1 + \beta_3 H)^2} + \frac{\gamma_2{}^2}{(\sigma_2 + \beta_1 + \beta_3 H)^2} + \ldots + \frac{B_1{}^2}{(\lambda_1 + \beta_1 + \beta_3 H)^2} + \frac{B_2{}^2}{(\lambda_2 + \beta_1 + \beta_3 H)^2} + \ldots$$

Die Funktion H ist ihrer Natur nach eine endliche und stets positive Grösse, vorausgesetzt jedoch, dass die Reihen, durch die sie ursprünglich gegeben wurde, konvergieren. Aus der zuletzt abgeleiteten Gleichung findet man indessen immer einen endlichen, reellen und positiven Wert und demzufolge schliesst man umgekehrt auf die Konvergenz der zuerst angeführten Reihen. Dass es immer eine reelle und positive Wurzel der betreffenden Gleichung giebt, habe ich an verschiedenen Stellen dargethan (N. R. § 7, 2; O. A. 34); man übersieht übrigens unmittelbar, dass es sich so verhalten muss, wenn man die unendlichen Reihen, aus denen die Gleichung zusammengesetzt ist, an beliebigen, aber hinlänglich entfernten Stellen abbricht. Es entsteht nämlich alsdann eine

endliche algebraische Gleichung ungraden Grades, aus welcher immer ein reeller und positiver Wert der Grösse H hervorgehen muss. Zugleich ist aber ersichtlich, dass die Maximalwerte der Koeffizienten $\varkappa_i$ und k_i durch die Ausdrücke:

$$\varkappa_i = 2\sqrt[3]{\frac{\gamma_i}{\beta_3}};\quad k_i = 2\sqrt[3]{\frac{B_i}{\beta_3}}$$

gegeben sind. Da wir nun vorausgesetzt haben, dass sowohl die γ_i als auch die B_i wie Glieder von Potenzreihen abnehmen, so folgt aus den angesetzten Ausdrücken, dass auch die Folgen der $\varkappa_i$ und der k_i wie solche Glieder abnehmen*. Es folgt hieraus, dass die $\varkappa_i^2$ und die k_i^2 früher oder später so klein werden, dass man sie bei der Ermittelung des Wertes der Funktion H vernachlässigen darf. Man schliesst übrigens aus dem Gesagten, dass die unendlichen Reihen der $\varkappa_i$ und k_i konvergent sind*."

„*Diese Schlussfolgerung, die, wie man bemerkt, nicht ganz allgemein gültig ist, beschränkt sich wie folgt:

Fassen wir nochmals die Gleichung für den Radiusvektor (O. A. S. 33) ins Auge und sei:

$$\gamma_n = p_n \varepsilon^n.$$

Setzen wir ferner voraus, dass die Reihe:

$$\gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2 + \ldots$$

konvergent sei für alle Werte von ε zwischen $\varepsilon = 0$ und einer oberen Grenze $\varepsilon = \varepsilon_0$ und nehmen an, dass ε_0 kleiner sei als die Einheit; dann kann man annehmen, dass die Koeffizienten p_n immer wachsen, derart dass:

$$\sum \frac{p_n}{p_0} > \sum \sqrt[3]{\frac{p_n}{p_0}}$$

ist. Man schliesst daraus, dass die Reihe:

$$\sum \sqrt[3]{p_n \varepsilon^n} = \sum \sqrt[3]{\gamma_n}$$

konvergent ist, vorausgesetzt nur, dass:

$$\sqrt[3]{\varepsilon} < \varepsilon_0$$

ist, eine Bedingung, die indes in der Theorie der grossen Planeten erfüllt ist. In der That ist der Modul ε eine Grösse der zweiten Ordnung bezüglich der diastematischen und anastematischen Koeffizienten, und deshalb hat man in der Theorie der Hauptplaneten immer einen Wert von $\varepsilon^{2/3}$, der klein genug ist, um die Konvergenz der kritischen Glieder zu verbürgen, die im zweiten Glied der Gleichung für den Radiusvektor auftreten." —

Diese kurzen Litteraturnachweise werden an dieser Stelle genügen, um zu bekräftigen, dass Gyldén die Differentialgleichung für den Radiusvektor in der That in einer Weise behandelt, die auf konvergente Näherungen führt, dass es eine sachlich nicht begründete Behauptung ist: Poincaré habe durch seine Preisarbeit vom Jahre 1890 das „Verdikt" der Divergenz auch über Gyldéns Forschung ausgesprochen.

Was die Integration der Differentialgleichung für die Zeitreduktion betrifft, so habe ich die fundamentalen Untersuchungen des § 6 der Gyldénschen Nouvelles recherches, (die zuerst nachgeprüft zu haben, wie schon früher von mir erwähnt, das Verdienst Herrn Backlunds ist), in vollem Zusammenhang unter genauer Rekonstruktion aller von Gyldén fortgelassenen komplizierten Zwischenrechnungen aus der Theorie der elliptischen Funktionen in Band 83 der Nova Acta veröffentlicht. Dieselben erwiesen sich als vollständig richtig. Gyldén beschliesst seine Untersuchung mit den Worten (vgl. N. R. S. 199):

„Die vorstehend ausgeführten Transformationen haben in der Schlussgleichung zu einigen Gliedern besonderer Art geführt, nämlich zu Gliedern, die weder mit einer trigonometrischen Funktion der unabhängigen Variabeln multipliziert sind, noch mit irgend einer anderen Funktion dieser Variabeln, sondern die sich vielmehr aus zwei Faktoren zusammensetzen, von denen der eine eine Funktion der konstanten Koeffizienten ist, die im Ausdruck von y enthalten sind, der andere eine Funktion von y und der ersten Derivierten. Diese Glieder — ich nenne sie Glieder mit horistischem Faktor, oder kurz horistische Glieder (ὁριστικός begrenzend) — sind in der Theorie der Bewegung der Himmelskörper, wie leicht ersichtlich ist, von allergrösster Wichtigkeit. Denn das Vorhandensein dieser Glieder macht die Lösung der Differentialgleichung konvergent und bezüglich der numerischen Resultate begrenzt, während der Integrationsprozess ohne Rücksicht auf diese Glieder auf ein divergentes Resultat führen könnte." —

Somit glaube ich bewiesen zu haben, dass die von Herrn Schwarzschild vertretene Meinung, Poincaré habe mit jener zweiten „Preisarbeit" — vom Jahre 1890 — das „Verdikt" der Divergenz auch über die Gyldénsche Theorie gesprochen, einer Revision dringend bedürftig ist. Jedenfalls scheint es mir für Herrn Schwarzschild eine Pflicht zu sein, dass er, falls er seine in Kassel ausgesprochene Ansicht aufrecht halten wollte, den mathematischen Nachweis von der Unrichtigkeit oder Unzulänglichkeit der Gyldénschen Nouvelles recherches in strikter Form erbringt. So allgemein gehaltene Erwiderungen, wie er sie auf der Naturforscherversammlung in Kassel Herrn Charlier gab: „dass diese Reihen aber auch ohne Entwicke-

lung der Koeffizienten nach der Masse allgemein konvergieren sollten, halte ich für ausgeschlossen, da sie unmöglich alle beim Dreikörperproblem wirklich auftretenden Bahnformen darstellen können", scheinen mir nicht ausreichend, dem von ihm vertretenen harten Urteil als Stütze zu dienen. —

Inwieweit man Gyldéns Methode als eine „Lösung" des Störungsproblems zu betrachten hat, für welches ausser den schon bekannten weitere Integrale algebraischer Form nicht existieren, darüber mögen die Mathematiker auf Grund eingehenden Studiums von Gyldéns Theorie sich selbst ihr Urteil bilden. —

Halle a. S., im Februar 1904.

(Eingegangen 20. Februar 1904.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Über die Aufgaben und die Zukunft der philosophischen Fakultät.

Von F. Klein.[1])

Jahrzehnte hindurch durften wir uns an der Universität auf dem Boden gesicherter Tradition der Freude stiller Einzelarbeit hingeben. Aber die fortschreitende Zeit hat die Bedingungen, auf denen diese Thätigkeit ruhte, nachgerade vielfach geändert und Fragen der Neuordnung sind in den Vordergrund getreten. Es geschah dies zunächst allmählich, und es ist bei der abstrakten Art unserer gewohnten Thätigkeit nur natürlich, dass die immer stärker einsetzende Bewegung in Universitätskreisen zunächst nur teilweise Beachtung fand. Da kam die Wende des Jahrhunderts und brachte zwei Ereignisse, so durchgreifend und vielfach überraschend, dass auch der sonst Gleichgültige aufmerkte. Das eine Ereignis ist die Erteilung des Promotionsrechtes und anderer früher den Universitäten ausschliesslich vorbehaltener Ehren an die Technischen Hochschulen, das andere die weitgehende Durchbrechung des Monopols der humanistischen Gymnasien bei der Immatrikulation unserer Studenten. Die lateinlosen Oberrealschüler sind jetzt nicht nur bei allen Disziplinen der philosophischen Fakultät, sondern auch bei der juristischen Fakultät als vollimmatrikulierte Studierende zugelassen; den Realgymnasiasten aber sind darüber hinaus die lang umstrittenen Pforten der medizinischen Fakultät geöffnet! In Universitätskreisen empfindet man diese Änderungen der Zulassungsbedingungen, weil sie uns täglich entgegentreten und allerlei Schwierigkeiten zur Folge haben, besonders lebhaft. Trotzdem meine ich nicht zu irren, wenn ich die Gleichstellung der Technischen Hochschulen mit den Universitäten als die für unsere Korporation noch wesentlichere Massregel bezeichne. Denn das Ende der hiermit eingeleiteten Entwickelung ist gar nicht abzusehen. Einerseits treten an die Seite der Technischen Hochschulen immer neue höhere Bildungsanstalten, welche auf ihrem Gebiete dieselbe Selbständigkeit beanspruchen oder bald beanspruchen werden, wie jene, — ich erinnere nur an die Handelshochschulen —, andererseits aber bilden sich Organisationen, welche ausserhalb der Universität eine Weiterführung der auf der Universität erworbenen Fachbildung bezwecken; es genüge, an die Akademien für praktische Medizin zu erinnern, deren Gründung und Organisation eben die Öffentlichkeit beschäftigt.

Die Frage, wie sich die Universität zu all diesen Neuordnungen innerlich stellen soll, tritt unausweichlich in den Vordergrund und wird alle ihre Glieder in den nächsten Jahren vielfach beschäftigen. Ich werde hier dies Thema nicht in seiner Allgemeinheit behandeln, weil es zu weit führen würde und manches, was ich dann auszusprechen hätte, von anderer Seite neuerdings ohnehin vortrefflich gesagt ist.[1]) Vielmehr bitte ich Sie, hier die besonderen Fragen darlegen und erläutern zu dürfen, die uns infolge der angedeuteten allgemeinen Verhältnisse innerhalb der philosophischen Fakultät beschäftigen. Dabei rechne ich trotz der engeren Umgrenzung des Themas auf Ihre volle Teilnahme, — handelt es sich doch bei den Gegensätzen, die uns im engeren Kreise bewegen, schliesslich immer um die Frage nach der allgemeinen Aufgabe der Universität als solcher! Und auch die Voranstellung unserer besonderen Göttinger Verhältnisse bedeutet keine eigentliche Einschränkung, sondern nur die Belebung eines allgemeinen Gedankenganges durch individuelle Momente. Meinen Fakultätsgenossen aber, auch denjenigen, die durchaus anderer Ansicht sind als ich, wird es

1) Sachlicher Teil der zur Feier des Geburtstages Seiner Majestät des Kaisers und Königs am 27. Januar 1904 im Namen der Georg-August-Universität gehaltenen Rede.

1) Vgl. Waldeyer, über Aufgaben und Stellung unserer Universitäten seit der Neugründung des Deutschen Reiches, Berlin, Okt. 1898; Bernheim, die gefährdete Stellung unserer deutschen Universitäten, Greifswald, Mai 1899; Schanz, die neue Universität und die neue Mittelschule, Würzburg, Mai 1902; v. Escherich, Reformfragen unserer Universitäten, Wien, Okt. 1903. Vergl. auch F. Klein, Universität und Technische Hochschule, Düsseldorf, Sept. 1898 (Vortrag vor der Naturforscherversammlung).

vielleicht nicht unerwünscht sein, dass ich den Standpunkt, den ich als Mitglied der mathematisch-naturwissenschaftlichen Sparte den schwebenden Fragen gegenüber vertrete[1]), im Zusammenhange darlege und begründe.

Die Zugehörigkeit zur Sparte hat im vorliegenden Falle ja in der That eine wesentliche Bedeutung: die mathematisch-naturwissenschaftliche Abteilung der Fakultät erscheint von der modernen Entwickelung viel unmittelbarer betroffen als die philologisch-historische. Zunächst, wenn Sie wollen, im passiven Sinne: die Technischen Hochschulen sind unsere direkten Nachbarn, und die Studierenden, welche kein humanistisches Gymnasium durchgemacht haben, kamen zuerst und kommen noch immer in ihrer grossen Mehrzahl zu uns! Andererseits aber haben wir uns im Zusammenhange mit der Zeitströmung im letzten Jahrzehnt gerade hier in Göttingen einer besonderen günstigen Entwickelung zu erfreuen gehabt. Ich will hier nur an die neuen Institute erinnern, die uns zugewachsen sind: an die Neueinrichtungen für physikalische Chemie und Elektrochemie, für angewandte Physik und angewandte Mathematik, für Geophysik, für anorganische Chemie und für landwirtschaftliche Bakteriologie.[2]) Im Zusammenhang damit hat sich die Zahl unserer Lehrstühle beträchtlich vermehrt und die Zusammensetzung unserer Studentenschaft ist eine entsprechend vielseitigere geworden. Die philologisch-historische Sparte hat diesen Erweiterungen nichts ähnliches an die Seite zu stellen, es müsste denn die Einrichtung des Versicherungsseminars sein, die aber weniger aus den allgemeinen Bedingungen der Sparte als aus der Berührung mit der Entwickelung der mathematischen Fächer hervorgegangen sein dürfte. Kein Wunder, dass sich zwischen den beiden Sparten in mancherlei Beziehung ein verstärkter Gegensatz herangebildet hat und dass die Frage der Trennung der philosophischen Fakultät wieder in den Vordergrund gerückt ist. Vor Dezennien, als die Neuentwickelung der mathematisch-naturwissenschaftlichen Disziplinen mächtig einsetzte und ihre Vertreter sich durch die philologisch-historische Tradition der Fakultät unbillig eingeengt glaubten, da wurde von ihrer Seite der Ruf nach Trennung laut, und es sind ja damals auch in Süddeutschland mehrfach besondere mathematisch-naturwissenschaftliche Fakultäten eingerichtet worden. Jetzt ist dieser Ruf bei uns umgekehrt im Kreise der philologisch-historischen Sparte mit leidenschaftlicher Stärke hervorgetreten. Die mathematisch-naturwissenschaftliche Sparte, — so argumentiert man —, sei dem naturwissenschaftlich-technischen Realismus, der von dem Humanismus früherer Zeiten endgültig wegführe, widerstandslos verfallen; die philologisch-historische Hälfte habe demgegenüber vor allem die Aufgabe, auf ihrem Gebiete die alte Tradition aufrecht zu erhalten, und müsse sich, weil es auf andere Art nicht zu machen sei, isolieren. Nun hat zwar die Mehrheit der Fakultät, zu der auch eine beträchtliche Zahl von Mitgliedern der philologisch-historischen Sparte gehört, alle in dieser Richtung gehenden Anträge bisher abgewiesen. Aber eigentlich ausgetragen ist der Widerstreit noch nicht, und Ausführungen über die Aufgaben und die Zukunft der philosophischen Fakultät, wie ich sie hier beabsichtige, entbehren also nicht des unmittelbar praktischen Hintergrundes.

Vor allen Dingen wünsche ich zu sagen, wie meine Freunde die Entwickelung der mathematisch-naturwissenschaftlichen Sparte selbst ansehen, auf welches Ziel wir dabei klar hinarbeiten. Kein Zweifel, wir stehen der modernen Zeitströmung, mit der wir auf alle Weise Fühlung suchen, nicht feindlich gegenüber. Vielmehr betrachten wir sie im ganzen als etwas Gutes, als eine Folge von etwas sogar sehr Erfreulichem, nämlich der immer weitergehenden Ausbreitung und Differenzierung der geistigen Kultur. Wir mögen es ja bedauern, dass die Entwickelung zum Teil an den Universitäten vorbeigeführt hat (nicht ohne frühere Schuld der Universitäten selbst[1])). Aber wir würden es für sehr unklug halten, darum auf unserer Seite irgendwelche Empfindlichkeit oder Eifersüchtelei aufkommen zu lassen. Vielmehr heissen wir die Schwesteranstalten, die neben uns getreten sind, als Mitstrebende herzlich willkommen, indem wir bestrebt sind, im Kreise dieser Gemeinschaft diejenige besondere und gewiss hochwichtige Aufgabe zu erfüllen, die uns naturgemäss verbleibt, nämlich die Vermittelung des Alten mit dem Neuen, im positiven Sinne. Wir wollen an all dem vielen Guten festhalten, das uns die Tradition der Universitäten bietet: an der eindringenden theoretischen Forschung, dem Fluge der wissenschaftlichen Spekulation, dem

1) Die Bezeichnung „Sparte" für Abteilung oder Sektion ist vermutlich anderwärts kaum üblich; sie ist aber in unserer philosophischen Fakultät althergebracht und möge darum hier beibehalten werden.

2) Vergl. hierzu, was die mathematisch-physikalischen Fächer angeht: „Über angewandte Mathematik und Physik in ihrer Bedeutung für den Unterricht an den höheren Schulen. Vorträge, gehalten in Göttingen, Ostern 1900, bei Gelegenheit des Ferienkurses für Oberlehrer der Mathematik und Physik. Gesammelt von F. Klein und E. Riecke. Leipzig 1900" (ausführliches Referat in dieser Zeitschrift **2**, 13, 1900), wie auch die von der Direktion des mathematisch-physikalischen Seminars Ostern 1903 herausgegebenen „Ratschläge und Erläuterungen für die Studierenden der Mathematik und Physik an der Göttinger Universität".

1) Die entscheidenden Ereignisse fallen in die 60er Jahre des vorigen Jahrhunderts; von Universitätsseiten hat man sich damals durchaus gegen die Angliederung technischer Fakultäten erklärt.

von praktischen Nebenrücksichten abgelösten Experimente, dem Sinn für geschichtliche Entwickelung. Aber diese Fähigkeiten sollen sich in einem gegen früher wesentlich erweiterten Kreise bewähren, der ihnen nicht nur neue Anregungen in Hülle und Fülle liefert, sondern ihnen auch weitausgreifende Bedeutung für die fortschreitende Kulturentwickelung sichert! — Dabei betrachten wir, was wir bisher erreichten, nur als einen Ansatz, der der ferneren Entwickelung namentlich im intensiven Sinne dringend bedarf. Die Entfremdung zwischen reiner und angewandter oder zwischen alter und neuer Wissenschaft, die wir überwinden müssen, besteht nicht nur in Deutschland, sondern in allen Kulturländern seit Jahrzehnten; man muss sich nicht vorstellen, dass dieselbe durch einen ersten Anlauf bereits beseitigt sei. Vielmehr werden lange Jahre unablässiger und vielfach auch undankbarer Arbeit erforderlich sein. Ich könnte Ihnen davon reden, wieweit jetzt unsere Beziehungen zu den Ingenieuren gediehen sind, welche Erfolge wir zu verzeichnen haben und welche besonderen Schwierigkeiten dabei hervorgetreten sind. Besonders gern würde ich Ihnen von dem wichtigen Problem der zweckmässigen Ausbildung unserer Lehramtskandidaten sprechen, bei welcher in Anbetracht der begrenzten Aufnahmefähigkeit des Einzelnen die Forderungen der theoretischen Wissenschaft und diejenigen des späteren Berufs vielfach einander entgegenlaufen und ein abschliessender Kompromiss noch nicht gefunden ist. Doch ich darf Sie hier nicht mit Einzelheiten aufhalten. Das Wesentliche ist, dass Sie die allgemeine Art unserer Bestrebungen verstehen, die ich hier zusammenfassend zwar als durchaus fortschrittlich, aber keineswegs radikal, als praktisch mit den gegebenen Verhältnissen rechnend, aber in keiner Weise utilitarisch bezeichnen möchte. Die verschiedenen Teile der Wissenschaft sollen, indem sie gleichmässig nebeneinander, aber aufeinander bezogen zur Entwickelung kommen, sich zu einem umfassenden Ganzen zusammenschliessen; — ich könnte, wenn Sie einen bestimmten Namen haben wollen, hierfür das Wort Universalismus vorschlagen.

Gestatten Sie mir nun, in entsprechender Weise einiges wenige über die Aufgaben der philologisch-historischen Sparte zu sagen, wie ich sie zu verstehen glaube. Es besteht ja in unseren Kreisen eine gewisse Scheu, über den Bereich des eigenen Faches hinauszugreifen, und man muss fast um Entschuldigung bitten, wenn man es gelegentlich doch thut. Diese Scheu ist berechtigt, sobald Spezialkenntnisse in Betracht kommen, sie wäre aber wohl nur der Deckmantel bequemer Lässigkeit, wenn wir uns durch sie von der Erörterung der grossen allgemeinen Fragen abhalten lassen wollten. Ich möchte zunächst sagen, dass ich bei den Vertretern speziell der klassischen Disziplinen eine gewisse Verstimmtheit über den Lauf der modernen Entwickelung durchaus verstehe. Es wird Ihnen zugemutet, nicht nur auf frühere Vorrechte zu verzichten, sondern alte Denkgewohnheiten abzustreifen. Aber wir haben doch alle gelernt, dass wir bei der praktischen Arbeit nicht Stimmungen folgen sollen, sondern ruhige Erwägung gelten lassen müssen. Es ist doch sehr bemerkenswert, dass der Grundsatz der Gleichwertigkeit der verschiedenen Arten höherer Schulen, von denen die neue preussische Schulreform ausgeht, zuerst von klassischen Philologen strengster Observanz verfochten worden ist, die mitten in der Schulpraxis stehen.[1]) Lassen Sie mich ferner daran erinnern, dass sich im Betrieb der klassischen Studien im Laufe der letzten Dezennien eine wesentliche Änderung durchgesetzt hat. Die frühere einseitig literarisch-ästhetische Auffassung ist durch eine allgemeinere abgelöst, welche alle Potenzen des vielgestaltigen Lebens nebeneinander in Betracht zieht. Und damit erscheint das klassische Altertum nicht mehr als eine in sich abgeschlossene Periode von unvergleichlicher Vollkommenheit, sondern gleich anderen Zeiten als eine Reihenfolge von Entwickelungsstufen. Ich darf endlich bemerken, dass das 19. Jahrhundert Ihrer Sparte durch das Einsetzen der germanistischen und romanistischen Studien bereits wesentliche Erweiterungen im modernen Sinne gebracht hat. Und diese Erweiterungen sind, ganz wie wir es bei der mathematisch-naturwissenschaftlichen Sparte anstreben, nicht etwa eine prinzipielle Negierung des Hergebrachten, sondern nur ein neues Anwendungsgebiet der an dem alten Stoff gewonnenen wissenschaftlichen Grundsätze und Fähigkeiten. Aus den hiermit angedeuteten Überlegungen aber scheint sich im Hinblick auf die uns heute umgebenden Verhältnisse mit Notwendigkeit ein Programm für die Zukunft Ihrer Sparte zu ergeben, das von den Tendenzen der Separation und der Abschliessung nach aussen hin, wie sie von anderer Seite empfohlen werden, allerdings wesentlich verschieden ist. Durch die Entwickelung der modernen Kultur sind ausserordentlich viele wichtige Probleme in den Vordergrund gestellt, die in Ihren Bereich unmittelbar hineinspielen, aber seither in denselben noch nicht aufgenommen sind; lassen Sie mich nur darauf verweisen, wie nahe uns jetzt das fernste Ausland gerückt ist. Die Aufgabe wäre, dass Ihre Sparte sich der Gesamtheit der uns hier entgegengetragenen Interessen öff-

1) In erster Linie ist hier P. Cauer (Düsseldorf) zu nennen.

net und sie auf dem Boden zuverlässiger wissenschaftlicher Studien verankert.[1]) Das aber würde heissen, dass Sie der modernen Zeit gegenüber genau in demselben Sinne Stellung nehmen sollen, wie wir selbst. Und es ist mir kein Zweifel, dass Ihr Erfolg dann mindestens derselbe sein würde, wie der unsere. Denn die Fragestellungen, mit denen Sie sich beschäftigen, liegen schliesslich doch den allgemein-menschlichen Interessen näher als die unseren und sind, was die praktische Wichtigkeit angeht, weil sie das Verständnis fremder Kulturen und Nationen vermitteln, den unseren mindestens gleichwertig.[2]) Ich führe auch gern an, dass ein Vorgehen in der hiermit empfohlenen Richtung für uns in Göttingen eine Wiederaufnahme der besten Traditionen des 18. Jahrhunderts bedeuten würde. Im übrigen würde eine so wesentliche Erweiterung der Aufgaben selbstverständlich nicht ohne entsprechende Vermehrung der Professuren und der Unterrichtsmittel abgehen und diese wird sich nur durch zähen Verfolg des einmal gefassten Planes erreichen lassen. Die praktischen Schwierigkeiten, die hierbei entstehen mögen, schätze ich nach den Erfahrungen bei der mathematisch-naturwissenschaftlichen Sparte keineswegs gering ein; ich kann daraus aber nur schliessen, dass es ausserordentlich wichtig wäre, möglichst bald einen Anfang zu machen. Es ist gewiss hier nicht meine Sache, in dieser Hinsicht bestimmte Einzelvorschläge zu formulieren. Nehmen Sie aber als sicher, dass die mathematisch-naturwissenschaftliche Sparte, soviel an ihr ist, eine Entwickelung Ihrer Studien nach der genannten Richtung hin in lebhaftester Weise unterstützen würde, so wie wir ja auch vor 10 Jahren bei der Reorganisation der Gesellschaft der Wissenschaften nicht ohne Erfolg zu Ihren Gunsten eingetreten sind![3])

Bei der Gesellschaft der Wissenschaften ist damals im Gegensatz zu den Gewohnheiten der anderen Akademien an dem Grundsatze festgehalten worden, der sich in den früheren kleineren Verhältnissen bewährt hatte, dass nämlich die wissenschaftlichen Verhandlungen der beiden Klassen gemeinsam statthaben. Die grosse Bedeutung, welche diese Bestimmung für die Arbeiten der einzelnen Klasse hat, ist seitdem wohl Jedermann zu Bewusstsein gekommen: der Vergleich der beiderseitigen Leistungen spornt an und die Erweiterung des Gesichtskreises hebt empor; zudem ist durch den erweiterten Kreis eine verstärkte Sicherheit dafür geschaffen, dass persönliche Beziehungen oder auch subjektive Anschauungen über sachliche Erwägungen kein Übergewicht erlangen. Genau die gleichen Erwägungen sprechen für Aufrechterhaltung der Einheit der Fakultät. Die mathematisch-naturwissenschaftliche Sparte, isoliert gedacht, würde der Gefahr eines einseitigen Opportunismus auf die Dauer vielleicht nicht immer gewachsen sein. Bei der philologisch-historischen Sparte könnte umgekehrt das Bewusstsein traditionellen Besitzes zu bequemer Selbstgenügsamkeit verleiten. Vereint werden wir uns gegenseitig korrigieren und auf dem richtigen Wege erhalten. Es giebt aber noch andere ethische Momente, welche die Einheit der Fakultät als notwendig erscheinen lassen. Eine unserer vornehmsten Aufgaben ist zweifellos, der theoretischen Forschung über den Interessenbereich bestimmter Berufe hinaus an der Universität eine Heimstätte zu gewähren. Nur die einheitliche Fakultät wird dieser Aufgabe nach aussen hin das erforderliche Schwergewicht erteilen können. Oder soll ich von der besonderen Aufgabe sprechen, die uns in beiden Sparten gemeinsam ist, der Aufgabe der Lehrerbildung? Ich würde es für ein grosses Unglück halten, wenn der Gegensatz zwischen den mathematisch-naturwissenschaftlichen und den philologisch-historischen Fächern an der Schule durch die Organisation der Universität noch verschärft würde. Im Gegenteil, wir sollten daran arbeiten, den abgehenden Kandidaten ein lebhaftes Bewusstsein von der Gemeinsamkeit ihrer Aufgabe auf den Weg zu geben. Schliesslich aber giebt nur die einheitliche philosophische Fakultät den richtigen Hintergrund für die proklamierte Gleichwertigkeit der verschiedenen Arten höherer Schulen.

Absichtlich habe ich soweit die wissenschaftlichen Momente, welche die Einheit der Fakultät zu fordern scheinen, noch nicht berührt. Dieselben würden für sich entscheiden; ich stehe

1) Unter diesem Gesichtspunkte treten im jetzigen Bestande unserer Fakultät u. a. folgende Lücken hervor: Wir haben keinen Lehrstuhl für slawische Sprachen, (insbes. für Russisch). Die Vertretung der ostasiatischen Sprachen, die s. Z. in die Wege geleitet war, ist nie effektiv geworden. Bei den geschichtlichen Fächern kann in der Hauptsache nur der mitteleuropäische Kulturkreis berührt werden; Entwickelungen von grösster Wichtigkeit, wie die Ausbreitung der angelsächsischen Rasse ausserhalb Europas, bleiben notgedrungen so gut wie unberücksichtigt. Bei den Staatswissenschaften fehlt z. Z. eine selbständige Vertretung der Volkswirtschaftskunde und der Welthandelswirtschaft, deren wir uns doch vor einigen Jahren erfreuen durften etc. etc.

2) Man sollte also glauben, dass es für die sprachlichen, historischen, staatswissenschaftlichen Fächer nicht schwierig sein möchte, in ähnlicher Weise Unterstützung auch von privater Seite zu finden, wie uns dies neuerdings für die mathematisch-naturwissenschaftlichen Gebiete nach verschiedenen Richtungen gelungen ist.

3) Die Gesellschaft der Wissenschaften zählte vor ihrer im Jahre 1893 erfolgten Reorganisation drei Klassen, eine mathematische (6 Mitgl.), eine naturwissenschaftliche (9 Mitgl.) und eine philologisch-historische (9 Mitgl.) Die Grundlage für die Reorganisation war, dass sich die beiden erstgenannten Klassen zu einer einzigen von 15 Mitgliedern vereinigten und gleichzeitig die Mitgliederzahl der philologisch-historischen Klasse auf 15 gesteigert wurde. Die entscheidende Anregung hierzu ist damals von den mathematisch-naturwissenschaftlichen Kreisen ausgegangen.

nicht an, den Wunsch nach Spaltung der Fakultät vom Standpunkte der theoretischen Wissenschaft als nicht mehr zeitgemäss zu bezeichnen. Die moderne Wissenschaft hat sich in den letzten Jahren fortschreitend vom einseitigen Spezialismus abgewandt: man richtet alle Kraft darauf, gestützt auf die erworbene Kenntnis der Einzelheiten, das eigene Fach so allseitig zu erfassen, wie möglich, und also auch die Verbindungen mit den Nachbarfächern klar zu legen und gangbar zu machen. Diese universalistische Tendenz hat bei allen Gebieten gleichzeitig eingesetzt und macht keineswegs Halt vor den Grenzen der Sparte. Soll ich die Vertreter der klassischen Sprachen an ein rasch berühmt gewordenes griechisches Lesebuch erinnern, das dem genannten Streben auf seinem Gebiete einen glänzenden Ausdruck verleiht?[1] Ich möchte hinzufügen, dass innerhalb meines eigenen Faches, der Mathematik, die Dinge nicht anders stehen. Es ist bekannt genug, dass wir in den letzten Jahren die Interessengemeinschaft, die uns mit den Naturwissenschaften und ihren Anwendungen verbindet, mit besonderem Nachdruck neu hervorgekehrt haben. Aber in denselben Jahren sind bei uns auch die historische und die philosophische Auffassung in neuer Weise zur Entwickelung gelangt und das Verständnis z. B. für die grundlegende Bedeutung der griechischen Mathematik ist zur Zeit lebendiger als je.[2] Charakteristisch ist doch auch, dass die Leiter des grossen wissenschaftlichen Kongresses, der im Herbste des Jahres in Saint-Louis stattfinden soll, die „Vereinheitlichung der Wissenschaft und die Wechselbeziehungen ihrer verschiedenen Disziplinen“ (the unification and mutual relations of the sciences) geradezu in den Mittelpunkt ihres Programms gerückt haben. Fürwahr, nicht die Spaltung der philosophischen Fakultät als des Inbegriffs der verschiedenen Gebiete des theoretischen Wissens, sondern ihre Abrundung unter Angliederung aller seither noch abgetrennt existierender, zu diesem Inbegriff gehöriger Teile wäre ein zeitgemässes Unternehmen. Jedenfalls kann nur in der einheitlichen Fakultät dasjenige Fach allseitig gedeihen, dem sie ihren Namen verdankt und dem wir alle eine zentrale Stellung bewahren möchten, die Philosophie. Überhaupt scheint die übliche Unterscheidung der theoretischen Wissenschaften in philologisch-historische und mathematisch-naturwissenschaftliche mehr Zufälligkeiten der historischen Entwickelung als prinzipiellen Überlegungen entsprungen zu sein. Das Programm für Saint-Louis enthält eine ganz andere Einteilung, die ich der allgemeinen Aufmerksamkeit dringend empfehlen möchte: Philosophie und Mathematik werden als „normative“ Wissenschaften vorangestellt, — dann folgen, nebeneinander geordnet, die historischen und die Naturwissenschaften, — endlich machen die „Geisteswissenschaften“ (mental sciences), nämlich Psychologie und Soziologie (Ethnographie etc.), den Schluss.

1) Griechisches Lesebuch von U. v. Wilamowitz-Möllendorff. Berlin 1902.

2) Nämlich vermöge der modernen Untersuchungen über die Grundlagen der Mathematik, speziell die Axiome der Geometrie.

Dies etwa, hochgeehrte Anwesende, sind die Auffassungen von den Aufgaben unserer Fakultät, die ich Ihnen heute vorführen wollte. Es ist die Sorge um die Zukunft unserer Institution, die mich zur Wahl meines Themas veranlasst hat. Dabei habe ich absichtlich von praktischen Dingen, die für das Fakultätsleben durchaus wichtig sind: wie man in der grossen und immer wachsenden Fakultät die Geschäfte ordnen soll, damit der Zusammenhang bestehen bleibt und doch keine Überbürdung der Mitglieder entsteht, nicht gesprochen. Das sind Einzelheiten, über die man sich leicht einigen wird, sobald die Grundauffassung feststeht. Im übrigen würde ich es schon als einen willkommenen Erfolg meiner Ausführungen begrüssen, wenn sie zu einer entsprechenden Darlegung anders gerichteter Auffassungen Anlass geben sollten. Ich hoffe auch zuversichtlich, dass durch solche Klarstellung der in unseren Kreisen bestehenden Gegensätze keine persönlichen Differenzen geschaffen werden. Vielmehr wird dabei hervortreten, dass wir bei unseren Meinungsverschiedenheiten doch thatsächlich immer von einer gemeinsamen Grundlage ausgehen, dass wir nämlich alle unsere Arbeiten und Mühen von vornherein immer auf den Fortschritt des Ganzen beziehen.

(Eingegangen 20. Februar 1904.)

REFERATE.

Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. H. Th. Simon.

Fr. Heusler, W. Stark u. E. Haupt, Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle. 8⁰. 64 Seiten mit 13 Figuren und 3 Kurventafeln. Marburg, 1904. N. G. Elwertsche Verlagsbuchhandlung.

In einer Einleitung zu vorliegender Arbeit von E. Haupt finden wir eine Zusammenstellung der bisherigen Erfahrungen über die magnetischen Eigenschaften der Elemente und Legierungen. Interessant ist im Hinblick auf die

Heuslerschen Entdeckungen das Verhalten von *Al*, *Mn* und *Cu*. *Al* und *Mn* sind schwach paramagnetisch, *Cu* diamagnetisch.

Die Magnetisierung von *Fe* nimmt mit wachsendem *C*-Gehalt ab, ähnlich wirken *W*, *Mo*, *Mn*, *Al* und *Ni*. *Fe* + 12 Proz. *Mn* + 1 Proz. *C* ist unmagnetisierbar, ebenso Stahl mit 25 Proz. *Ni*, obgleich *Ni* stark magnetisierbar ist. Auch *Ni*—*Co*-Legierungen sind unmagnetisierbar. Im allgemeinen sind aber Legierungen schwächer magnetisierbar als ihre Komponenten. Die Koerzitivkraft des *Fe* wird durch andere Metalle, speziell *W* und *Mo*, erhöht.

Temperaturen sind von grossem Einfluss auf Magnetisierung und Hysteresis. Beide verschwinden bei genügender Temperaturerhöhung um erst bei niederer Temperatur wieder aufzutreten.

Der erste Teil der eigentlichen Arbeit ist von Heusler. Er fand bei Bearbeitung einer *Mn*—*Sn*-Legierung, dass diese an dem zufällig magnetischen Werkzeug hängen blieb. Die Auflösung der Legierung in *Cu* zeigte ebenfalls magnetische Eigenschaften. Das *Sn* wurde dann vorteilhaft durch *Al* ersetzt. Das gleiche Verhalten zeigen die Metalle der *As*-Gruppe sowie *B*. Ein unmagnetisches Gemenge von gepulvertem *Sb* mit 4 Teilen *Mn* lässt sich schon durch Glühen im Reagenzglase in eine magnetisierbare Form überführen. Dieses lässt sich als hübscher Vorlesungsversuch ausführen. Auch kann das erhaltene magnetische Pulver zur Demonstration von Kraftlinien vorteilhaft verwendet werden.

Merkwürdigerweise zeigen die Metalloide *P*, *C* und *Si* keine Analogie mit diesen ihnen nahestehenden Metallen.

Ein selbst bis zu 1,2 Proz. *Fe* enthaltendes *Mn*—*Cu* erwies sich als unmagnetisch. An kupferreichen *Mn*—*Al*-Bronzen wurde ein grosser Einfluss der Temperatur erkannt. Ein Anlassen auf etwa 150° erhöhte die Magnetisierbarkeit, während ein weiteres Erhitzen auf 200° sie wieder verschlechtern konnte. Es existiert also ein Temperaturoptimum für den magnetischen Zustand der Bronzen. Die Legierung, die auf ein Atom *Al* ein Atom *Mn* enthält, erwies sich als am vorteilhaftesten. Bei *Cu*-freien *Mn*—*Al*-Legierungen scheint die Magnetisierbarkeit von zufälligen Verunreinigungen stark abzuhängen. Sie wurde schon früher von Hogg bemerkt, der eine *Al*-Ferromangan-Legierung als stark magnetisch erkannte.

Durch einen Zusatz von *Pb* verlor eine 16 Proz. *Mn* und 8 Proz. *Al* enthaltende Bronze schon bei 70° ihre magnetischen Eigenschaften, die beim Erkalten zurückkehrten.

Der zweite Teil der Arbeit von W. Stark und E. Haupt giebt eine tabellarische Zusammenstellung der Messresultate. Die Messungen wurden an *Mn*—*Cu*, *Mn*—*Al*—*Cu*, *Mn*—*Al*—*Cu*+*Pb* und *Mn*—*Sn*—*Cu* ausgeführt. Es wurde der Prozentgehalt stark variiert, und der Einfluss der Temperatur ausführlich bestimmt.

Der dritte Teil von den gleichen Verfassern enthält die physikalischen Methoden der Untersuchung. Die Messungen werden teils mit dem Magnetometer, teils mit der du-Boisschen Wage ausgeführt. Es wird eine ziemlich ausführliche Theorie des Magnetometers gegeben.

Die Bedeutung der vorliegenden Arbeit für die Theorie ist unverkennbar. Das *Fe* verliert neben dieser Fülle magnetischer Legierungen die Sonderstellung, die es bisher mit seinen zwei Verwandten, dem *Ni* und *Co*, einnahm. Die Variationsfähigkeit des Experimentes wird es vielleicht erlauben, weitere Schlüsse über die Bedingungen der Magnetisierbarkeit zu ziehen, und uns der Erkennung des Zusammenhanges von Magnetismus und molekularer Struktur näher führen.

Auch in praktischer Beziehung können diese Legierungen wertvoll werden, indem es vielleicht gelingen wird, eine für die Praxis höchst bedeutungsvolle hysteresisfreie magnetische Legierung herzustellen. Auch können diese Legierungen bei ihrer Abhängigkeit von der Temperatur etwa zur Konstruktion von Fernfeuermeldern Verwendung finden.

E. Madelung.

(Eingegangen 20. Januar 1904.)

BESPRECHUNGEN.

A. A. **Michelson, Light waves and their uses.** Chicago 1903. 8°. 163 p. 108 Fig., 3farbige Tafeln.

Wenn ein Mann wie Michelson den Gang und die Ergebnisse seiner Untersuchungen in gemeinverständlicher Weise darlegt, alles ganz natürlich und fast mühelos erscheinen lässt, dann wird seine Darbietung berechtigtes Aufsehen erregen. Ich bedauere nur, dass mir die Zeit fehlt, das Werk unverzüglich ins Deutsche zu übertragen. Mit Bewunderung erkennt der Leser, wie es dem Menschengeist gegeben ist, auch das scheinbar Unerforschliche klarzulegen. Eine Kritik ist hier natürlich unpassend, jedoch sei mir gestattet, bezüglich eines einzigen Punktes eine Meinungsverschiedenheit festzustellen. Bezüglich der Messung von Planetendurchmessern berücksichtigt der Verfasser nicht den Unterschied, ob der Planet als beleuchtet oder selbstleuchtend (natürlich im Sinn der Beugungs-

theorie) aufzufassen sei, d. h. ob die einzelnen Stellen nur kohärentes oder nur interferenzunfähiges Licht aussenden. M. E., d. h. nach meinen bisherigen Berechnungen zu schliessen, müssten auch hier die Ergebnisse in beiden Fällen verschieden sein und stehen die Planeten zwischen diesen. Das Buch ist ein Gegenstück zu dem unlängst von mir rezensierten[1]) Manual of advanced optics von Prof. Mann, indem nämlich letzteres die theoretische Durcharbeitung und experimentelle Darbietung des ersteren für Hörsaal- bzw. Seminarzwecke besorgt. Ich kann mich mit einer Inhaltsangabe begnügen und möchte nur dem Leser in seinem eigenen Interesse nahelegen, selbst zuzulangen. Das Buch zerfällt in folgende Kapitel: Wellenbewegung und Interferenz; Vergleichung der Leistungsfähigkeit von Mikroskop, Teleskop und Interferometer; Anwendung von Interferenzmethoden auf die Messung von Abständen und Winkeln; desgl. auf die Spektroskopie; Lichtwellen und Einheit des Längenmasses; Analyse der Wirkung des Magnetismus auf Lichtwellen mittels des Interferometers und des Stufenspektroskops; Anwendung von Interferenzmethoden auf Astronomie; der Äther. Karl Strehl.

1) Diese Zeitschr. **4**, 724, 1903.

(Eingegangen 5. Januar 1904.)

Briefkasten.

An die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift.

In Jahrg. **5**, 64, 1904, Ihrer geschätzten Zeitschrift lenkt Herr N. J. Kusnezow meine Aufmerksamkeit darauf hin, dass die Körnchen der Lepidopteraschuppen keine Chitin-Körnchen sind. Nach den Angaben von Hopkins, Griffiths, v. Linden und anderen müssen wir die Lepidopterafarbstoffe als Derivate der Harnsäure ansehen, sagt Herr Kusnezow.

Was die physiologisch-chemische Ursache der Entstehung der Lepidopterafärbung betrifft, so ist diese Frage als solche gewiss von grösster Wichtigkeit und dies will ich auch nicht bestreiten, doch möchte ich erstens die Meinung aussprechen, dass, meines Wissens (ich bin freilich kein Spezialist in diesem Fache) die Frage der chemischen Natur von dem Schuppenfarbstoffe noch nicht als entschieden angesehen werden kann. Z. B. finden wir in einer eingehenden Abhandlung über diesen Gegenstand von M. Gräfin von Linden (Pflügers Archiv für die Ges. Phys. B. **98**, S. 84) folgendes: „Mit den von Hopkins und Griffiths untersuchten Pieridenpigmenten ist der Vanessenfarbstoff nicht identisch. Während der von den erwähnten Forschern beschriebene Farbstoff der Harnsäure nahe stehen soll, hat der Vanessenfarbstoff den Charakter eines Eiweisspigmentes, dessen färbende Komponente durch ihre Beziehungen zum Bilirubin und Urobilin einerseits, andererseits zum Chlorophyll und den Karotinen ein neues Glied darstellt in der Kette der pflanzlichen und tierischen Farbstoffe". Siehe auch S. 59, 60, 61, 66 u. a.

Zweitens will ich darauf hinweisen, dass nach der Vorstellung über optische Resonanz die chemische Natur der Farbstoffe nicht von wesentlichster Wichtigkeit (im physikalischen Sinne) ist. Herr R. Wood und ich haben gezeigt, dass man aus demselben Stoffe eine Schicht von beliebiger Farbe anfertigen kann, indem man diesen Stoff (z. B. Metall) fein zerstäubt. Was speziell die farbigen Pigmente betrifft, so haben sie vielleicht von selbst, ihrer chemischen Natur wegen, die Neigung, eine bestimmte Mikrostruktur, welche ihre Farbe bedingt, anzunehmen. Im physikalischen Sinne sind in erster Linie, für die Vorstellung über optische Resonanz, nur die geometrischen Verhältnisse der Körnchen und das sie umgebende Mittel wesentlich. Hier erlaube ich mir aus meiner Arbeit (Über optische Resonanz, als Ursache der selektiven Reflexion . . . . Kiew, 1903, 3. 99) folgendes zu citieren: „Zum Schluss könnte man noch fragen, ob die Körnchen auf den Lepidopteraschuppen von einem speziellen farbigen Pigmente oder von demselben Chitin gebildet sind . . . dies ist aber im physikalischen Sinne ganz gleich; wenn die Sache (die Farbe) ihren Grund in der optischen Resonanz findet, wenn die Resonatoren „einer bestimmten Farbe" aus einem beliebigen Material gebildet werden können, wenn selbst die Farbe der Pigmente durch ihre Mikrostruktur bedingt ist und wenn diese Stoffe aus Resonatoren von einer bestimmten Dimension bestehen, so ist es für die Erklärung der physikalischen Ursache der Färbung der Lepidoptera unwesentlich, von welchem Material die Schuppenkörnchen gebildet sind; von Wichtigkeit ist es, dass wir mit Körnchen, mit Resonatoren zu thun haben."

Zum Schluss möchte ich dem geehrten Herrn Kusnezow für seine freundliche Bemerkung meinen Dank sprechen.

Kiew, Physik. Laborat. d. K. Universität, 31. Januar 1904.

J. Kossonogoff.

Berichtigungen.

Nachtrag zu meiner Arbeit[1]): Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem elektromagnetischen Felde unterworfen ist.

Herr H. A. Lorentz giebt neuerdings (Versl. K. Akad. van Wet. 11, 305, 1903) eine Definition der Permeabilität durch das Verhalten rotierender Elektronen; man ist also nicht auf unmagnetisierbare Körper beschränkt, wie in meiner Abhandlung behauptet wurde, und findet für die Kraft auf homogene ungeladene Dielektrika

$$f_x = \frac{\varepsilon\mu - 1}{4\pi v} \frac{\partial}{\partial t}\left(E_y M_z - E_z M_y\right)$$

in genauer Übereinstimmung mit der von Herrn Cohn (l. c.) berechneten Kraft. R. Gans.

1) Diese Zeitschr. **5**, 162, 1904.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierten sich: Dr. Alfred Stock und Dr. Otto Diels in Berlin für Chemie, Ingenieur J. L. la Cour in Karlsruhe für Elektrotechnik, Dr. Wilhelm Strecker in Greifswald und Dr. Johannes Schroeder in Giessen für Chemie.

Es wurden berufen: Prof. Dr. Paul Behrend, org. Chemie, von Hohenheim an die technische Hochschule zu Danzig, Privatdozent der Chemie Dr. Erwin Rupp von Freiburg i. B. nach Marburg, Privatdozent der Physik Dr. Kann von Brünn als Lehrer an die Staatsgewerbeschule in Pilsen.

Es wurden ernannt: Dr. Friedrich Engel, ordentlicher Honorarprofessor der Mathematik in Leipzig als Ordinarius nach Greifswald, Privatdozent für Mathematik und Physik Prof. Dr. Joh. Schubert in Eberswalde zum Professor für Physik, Meteorologie und Geodäsie daselbst, Privatdocent Dr. K. Hopfgartner in Innsbruck zum Ordinarius für Chemie daselbst, Privatdozent Prof. Dr. K. Schaum in Marburg zum Extraordinarius für physikalische Chemie daselbst.

Gesuche.

Promovierter Physiker

sucht Stellung in einem Physikal. Institute oder sonstigem Physikalischen Laboratorium. Gefl. Anträge unter „EMK" befördert diese Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.